

Série A
N° d'ordre :
792.

PRESENTEE

POUR OBTENIR

par

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE DES ETATS EXCITES DE $^{58, 60, 62, 64} \text{Ni}$

Soutenue le 9 juin 1971, devant la Commission d'Examen

M.	M.	RIOU	Président
M.	R.	ARVIEU	
Mme	H.	MATHIEU-FARAGGI	Examineurs
Mme	J.	DELAUNAY	

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre BEUZIT

**CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE
DES ETATS EXCITES DE 58, 60, 62, 64 Ni**

Soutenue le 9 juin 1971, devant la Commission d'Examen

M. M. RIOU

Président

M. R. ARVIEU

Mme H. MATHIEU-FARAGGI

Examineurs

Mme J. DELAUNAY

THESE

PROPOSÉE

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
GÉNÈRE URGENT

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe BENOIST

CONTRIBUTION A L'ETUDE EXPERIMENTALE
DES ETATS EXCITES DE ^{87}Rb ET ^{85}Rb



Présentée le 15 mai 1971 devant le Jury de Doctorat

M. RICHU
M. ARVEN
M. MATHIEU
M. DELAUNAY

Remerciements

Je remercie Monsieur E. COTTON, Chef du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie, qui m'a accueilli dans son laboratoire.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Madame J. DELAUNAY qui a participé au développement de ce travail, tant dans le domaine expérimental que dans l'exploitation des codes de calcul.

Je remercie Monsieur N. CINDRO de l'Institut Ruder Bosković de Zagreb avec qui j'ai eu de fructueuses discussions et qui a participé aux premières expériences.

En collaboration avec Monsieur J.P. FOUAN, Messieurs J.P. PASSFRIEUX et F. DEGRAEVE ont constamment amélioré l'ensemble électronique et mécanique qui m'a permis de réaliser les expériences ; Mademoiselle DOURV a préparé les cibles ; Madame DARONIAN et l'équipe du calculateur ont réalisé une partie des programmes de réduction de données dont j'ai eu besoin ; Monsieur R. KAMOUN a fait une étude importante sur les courbes de niveaux ; je leur en suis très reconnaissant.

Je remercie Messieurs R. BALLINI et J.P. FOUAN qui ont contribué efficacement à la réalisation et à la bonne marche des expériences et qui m'ont apporté une aide précieuse pour la réduction et le traitement des informations en coïncidence.

Je remercie Madame I.M. TURKIEWICZ de l'Institut de Recherche Nucléaire de Varsovie qui nous a aidé dans l'analyse des résultats des expériences $^{62-64}\text{Ni}(d,p)$.

Mademoiselle H. RONSIN a réalisé un code permettant de mesurer les durées de vie à partir des atténuations Doppler, Monsieur A. TELLEZ a participé aux expériences, je les en remercie.

Je suis très reconnaissant envers Messieurs V. GILLET, B. GIRAUD, M. RHO et A. JAFFRIN du Service de Physique Théorique de Saclay d'avoir bien voulu mettre leurs programmes de calcul à notre disposition et pour les discussions intéressantes que nous avons eues.

Je remercie également Madame N. TICHIT pour l'aide qu'elle m'a apportée dans l'exploitation de ces programmes.

Je tiens enfin à remercier Madame P. GUGENBERGER et ses collaboratrices pour la diligence et le soin qu'elles ont apportés à la présentation de ce mémoire.

Table des Matières

INTRODUCTION	1
--------------------	---

Chapitre I ENSEMBLE EXPERIMENTAL DE MESURE ET D'ANALYSE

1. DISPOSITIF DE MESURE	3
2. LA CHAINE ELECTRONIQUE D'ANALYSE	6
A - Mise en forme	6
B - Partie logique et acquisition des informations	7
3. PROJET D'AMELIORATION DU SYSTEME D'ACQUISITION ET DE CONTROLE	9
4. TRAITEMENT DES INFORMATIONS	10
A - Traitement des spectres de particules chargées	11
B - Traitement des courbes de niveaux	11
C - Traitement des spectres d'énergie gamma	12

Chapitre II RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE PROTONS : $^{62}\text{Ni}(p,p')$: $^{64}\text{Ni}(p,p')$	13
2. ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES : $^{62}\text{Ni}(d,p)$: $^{64}\text{Ni}(d,p)$	16
3. ANALYSE DES EXPERIENCES $(p,p'\gamma)$	17
A - Expérience $^{58}\text{Ni}(p,p'\gamma)$	18
B - Expérience $^{62}\text{Ni}(p,p'\gamma)$	20
C - Expérience $^{64}\text{Ni}(p,p'\gamma)$	21
D - Expérience $^{60}\text{Ni}(p,p'\gamma)$	22
E - Expérience $^{59}\text{Co}(^3\text{He},d\gamma)^{60}\text{Ni}$	24

Chapitre III DESCRIPTION THEORIQUE DES ISOTOPES PAIRS DU NICKEL

INTRODUCTION	27
1. LE MODELE VIBRATIONNEL MACROSCOPIQUE	28

2. LE MODELE EN COUCHES	30
A - Hypothèse du coeur inerte	30
B - Extension de l'espace de configurations	32
C - Effet d'appariement : le modèle vibrationnel microscopique ..	32
1. L'approximation de Tamm-Dancoff	34
2. L'approximation des phases aléatoires	35
a) Calculs de Plastino et al.....	37
b) Calculs de Alzetta et al.	37
c) Calculs effectués à partir des codes de Gillet, Giraud et	
Rho	39

Chapitre IV CLASSEMENT DES NIVEAUX

1. CONTRIBUTION DES PROTONS. EXPERIENCE $^{59}\text{Co}(^3\text{He}, d\gamma)^{60}\text{Ni}$	47
2. CLASSEMENT DES NIVEAUX	50
CONCLUSION	59
REFERENCES	62
LEGENDE DES TABLEAUX HORS TEXTE	68
TABLEAUX	71 à 100
LEGENDE DES FIGURES	101
FIGURES	103 à 114

INTRODUCTION

Ces dernières années, les moyens techniques de mesure en physique nucléaire se sont considérablement développés, autant dans le domaine des accélérateurs, des détecteurs à semi-conducteurs que dans celui de l'électronique impulsionnelle rapide. Ceci a facilité l'étude des structures nucléaires à l'aide des mesures de spectrométrie.

D'autre part, le modèle en couches connaît un succès certain pour la description des noyaux à double couche fermée comme ^{16}O , ^{40}Ca , ^{208}Pb . Une des idées directrices de la recherche en spectrométrie nucléaire est d'étendre la validité de ce modèle aux noyaux voisins, c'est-à-dire qui possèdent une seule couche fermée en protons ou en neutrons. C'est le cas des isotopes pair-pairs du nickel que nous avons entrepris d'étudier. Les 28 protons correspondent au remplissage des couches jusqu'à $1 f_{7/2}$ incluse et les neutrons au remplissage des mêmes couches avec 2, 4, 6 et 8 neutrons sur les couches $2 p_{3/2}$ et $1 f_{5/2}$.

La partie expérimentale de ce travail est une contribution à l'étude des propriétés électromagnétiques des niveaux excités de $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ par des mesures en coïncidence des particules diffusées par le noyau et des raies γ émises par celui-ci après réaction. Cette méthode est un moyen puissant d'analyse spectroscopique : elle nous a permis d'identifier les niveaux, de mesurer les rapports d'embranchement et certaines probabilités de transition.

Parallèlement nous avons calculé les énergies, les fonctions d'onde et les probabilités de transition des niveaux relatifs au modèle des quasi-particules dans l'approximation R.P.A. Pour cela nous

avons utilisé les codes mis au point par les théoriciens de Saclay. En faisant l'hypothèse que les premiers niveaux des isotopes pair-impairs sont des états pairs à 1 quasi-particule, nous avons, par la méthode I.G.E., déterminé les énergies de Hartree-Fock et les coefficients de remplissage correspondant à ces niveaux. Il s'avère que la comparaison des probabilités de transition et des rapports d'embranchement calculés et expérimentaux est beaucoup plus significative de la validité des calculs que celle des énergies et densités de niveaux.

Dans ce mémoire, nous nous proposons de faire une description du dispositif expérimental et d'exposer les méthodes de réduction de données que nous avons utilisées (chapitre I). Au chapitre II nous présentons l'ensemble de nos résultats expérimentaux. Le chapitre III contient des rappels concernant les modèles théoriques et les approximations de calcul ; nous discutons les résultats de calculs faits dans le cadre du modèle en couches et nous présentons ceux que nous avons faits par le modèle des quasi-particules dans l'approximation R.P.A. Nous avons essayé ensuite, en regroupant les résultats expérimentaux, de faire un classement des niveaux (chapitre IV). Nous mettons en évidence la participation importante des configurations du coeur et l'interaction proton-neutron. Ceci se traduit par la coexistence dans ces noyaux de configurations par paires et de configurations plus complexes faisant intervenir des protons et des neutrons.

Chapitre I

ENSEMBLE EXPERIMENTAL DE MESURE ET D'ANALYSE

1. Dispositif de mesure

Pour réaliser les expériences (p, p') , $(p, p' \alpha)$, $(^3\text{He}, d \alpha)$ et (d, p) , nous avons utilisé des faisceaux de protons et de deutons de 12 MeV et de ^3He de 18 MeV fournis par le Tandem Van de Graaff du Centre d'études nucléaires de Saclay (DPhN/BE). Le choix de l'énergie des particules incidentes a été fait d'une part, pour étudier les états excités jusqu'à une énergie de 8 MeV, d'autre part, dans l'analyse des distributions angulaires pour faire l'hypothèse du mécanisme de réaction par interaction directe. Ce dernier argument est discuté plus en détail au chapitre II.

Le faisceau traverse une série de diaphragmes situés depuis 1 mètre jusqu'à 30 cm de la cible ; le premier, de diamètre 2 mm, sert à définir la taille du faisceau et les trois suivants (diamètre 3 mm) protègent la cible des diffusions de particules sur le premier. La chambre à diffusion⁽¹⁾ comporte un corps cylindrique de 36 cm de diamètre, un plateau inférieur mobile et un plateau supérieur fixe conçu pour recevoir un détecteur gamma. La chambre est prolongée par un tube blindé terminé par une cage de Faraday pour la mesure des charges et fixé dans un bloc de béton pour absorber le rayonnement α produit par le faisceau.

Les cibles que nous avons utilisées étaient enrichies, minces, et sur support de carbone. Leurs caractéristiques figurent dans le tableau I.

Tableau I

Isotope	Enrichissement %	Epaisseur $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Support de carbone $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
^{58}Ni (p, p' α)	99,95	100	30
^{60}Ni (pp' α)	99,5	375	20
^{62}Ni (p, p' α)	99	250	30
^{64}Ni (p, p' α)	98	250	"
^{62}Ni (d, p)	99,02	} 100-200	20
^{64}Ni (d, p)	97,64		
^{59}Co (He^3 , d α)	100	250	"

Nous avons choisi des cibles minces pour éviter la dispersion du faisceau en énergie et en direction; la présence d'un support de carbone est alors nécessaire. Les cibles étaient montées dans des cadres de tantale pour éviter, au contact du faisceau, une émission de rayonnement gamma parasite.

Les détecteurs de particules chargées sont du type semi-conducteur Si(Li) à barrière de surface, d'une profondeur de 2 mm environ et de 25 mm^2 de surface utile. Ces détecteurs sont montés dans un bloc de cuivre avec un diaphragme d'entrée suivi d'un aimant circulaire pour défléchir les électrons et un diaphragme de définition. Le bloc est soudé à une cellule à effet Peltier montée sur une colonne de cuivre solidaire du plateau inférieur de la chambre. Cette cellule permet de refroidir le détecteur à -30°C environ et l'évacuation des calories se fait par circulation d'eau dans le plateau inférieur de la chambre. Avec un angle solide de l'ordre de $1,5 \times 10^{-3}\text{ sr}$ et un taux de comptage sur le détecteur inférieur à 500 chocs/seconde, la résolution globale en protons était de l'ordre de 20 keV.

Pour les expériences (d,p) et ($^3\text{He}, d\alpha$) nous avons utilisé des télescopes à deux détecteurs ($\Delta E-E$) composés de détecteurs ΔE de $\simeq 50 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de détecteurs E de 3 et 5 mm ; la résolution de l'ensemble de détection en protons était de l'ordre de 25 keV pour la réaction (d,p) et 35 keV pour la réaction ($^3\text{He}, d\alpha$).

Les détecteurs de rayonnement gamma que nous avons utilisés sont de deux types :

. D'une part un cristal de NaI(Tl) (15,2 x 12,7 cm) suivi d'un photomultiplicateur XP 1031 (Radiotechnique). Le câblage du pont définissant les tensions sur les dynodes a été spécialement étudié pour conserver une bonne stabilité à fort taux de comptage⁽²⁾. Ce détecteur, placé à 25 cm de la cible, dont le taux de comptage est inférieur à 80 000 chocs/seconde, a une résolution de 7% à 1,33 MeV et une efficacité correspondant au pic de pleine énergie de 1%.

. D'autre part, pour l'expérience $^{58}\text{Ni}(p, p'\alpha)$, un semi-conducteur à Ge(Li) à structure puits de 25 cm^3 . La résolution à 1,33 MeV avec un taux de comptage inférieur à 15 000 chocs/seconde est de 3,5 keV et l'efficacité à 8 cm de la cible du pic de pleine énergie est environ 100 fois plus faible que celle du cristal NaI dans la géométrie définie ci-dessus.

Enfin, pour l'expérience $^{60}\text{Ni}(p, p'\alpha)$, deux semi-conducteurs à Ge(Li) à structure puits de 80 cm^3 environ. La résolution à 1,33 MeV, avec un taux de comptage inférieur à 30 000 chocs/seconde, est inférieure à 5 keV et l'efficacité totale sur le pic de pleine énergie à 8 cm de la cible est de l'ordre de $1,5 \times 10^{-3}$.

Nous avons fait l'expérience $^{64}\text{Ni}(p, p')$ avec un détecteur de particules solidaire du plateau mobile de la chambre et $^{64}\text{Ni}(p, p'\alpha)$ avec un détecteur de particules fixé à 90° . L'expérience $^{62}\text{Ni}(p, p')$ s'est faite dans les mêmes conditions que $^{64}\text{Ni}(p, p')$ et $^{62}\text{Ni}(p, p'\alpha)$ avec un détecteur gamma NaI(Tl) supplémentaire (10,2 x 10,2 cm) fixé au-dessus du plan de la réaction. Les informations provenant des deux détecteurs gamma ont été additionnées.

L'expérience $^{58}\text{Ni}(p, p'\alpha)$ a été faite avec un montage différent. La figure 1 représente la disposition des détecteurs dans la chambre. Le détecteur NaI était en coïncidence avec le détecteur de particules P1 refroidi par effet Peltier (résolution $\approx 20 \text{ keV}$) ; le détecteur au

germanium situé au-dessus du plan de réaction était en coïncidence avec le détecteur P1 et un détecteur de particules P2 à 135° (laboratoire) non refroidi (résolution ≈ 60 keV) monté sur une tirette pour pouvoir l'approcher au maximum de la cible. Nous avons été amenés à envisager cette seconde coïncidence parce que, l'efficacité du détecteur gamma étant très faible, mais sa résolution en énergie excellente, il fallait avoir un taux de comptage en protons important, ceci entraînant une détérioration de la résolution.

L'expérience ^{60}Ni (p,p' γ) dont le but était de mesurer des déplacements de raies γ , dus à l'effet Doppler dans la cible, a été faite grâce à un montage particulier. Ce montage est décrit par A. Tellez dans sa thèse de doctorat⁽³⁾ et consiste à insérer, sur le parcours du faisceau, derrière la chambre à diffusion décrite ci-dessus, une petite chambre constituée d'une section de tube de 10 cm de diamètre. Les cibles sont amenées verticalement par une tirette montée sur le dessus du tube. Un ajustage latéral permet de fixer un détecteur non refroidi à 90° dans le plan de réaction. Deux détecteurs au Ge(Li) à structure puits de 80 cm^3 de volume utile étaient disposés l'un à 40° , l'autre à 140° , l'axe de ceux-ci étant approximativement la direction des ions de recul de façon à observer des déplacements symétriques et maximaux sur les deux détecteurs.

L'utilisation d'une petite chambre est justifiée par le désir d'approcher au maximum les détecteurs gamma de la cible.

2. La chaîne électronique d'analyse

La chaîne d'analyse comprend deux parties : l'une effectuant la mise en forme des signaux issus des détecteurs et la numérisation, l'autre effectuant le traitement et le stockage des informations numériques.

A) Mise en forme. Chaque détecteur est connecté à une chaîne d'analyse comprenant un préamplificateur de charge, un amplificateur⁽⁴⁾ et des circuits de mise en forme, d'où sort une impulsion bipolaire brève (temps de montée $\approx 1,5\text{ }\mu\text{s}$, temps de restitution $\approx 10\text{ }\mu\text{s}$).

Le détecteur au germanium pose un problème particulier du fait de sa forte capacité. Le temps de montée des impulsions est relativement long (100 ns) ; des préamplificateurs spéciaux ont été réalisés⁽⁵⁾ avec un bruit électrique très faible.

Pour faire des coïncidences entre les signaux issus de deux détecteurs différents, nous disposons, parallèlement à la voie d'analyse, d'une voie d'électronique rapide. Le signal en sortie du préamplificateur est aiguillé sur un circuit de mise en forme (différentiation) suivi d'un amplificateur rapide à grand gain qui délivre une impulsion à front raide. Cette impulsion déclenche le fonctionnement d'un convertisseur temps-amplitude (C.T.A.), l'impulsion provenant de la seconde voie en coïncidence l'arrête. L'impulsion en sortie du C.T.A. sera une fonction linéaire du temps qui sépare les signaux issus des deux voies rapides. La prise du temps pour le cristal NaI(Tl) ne se fait pas derrière le préamplificateur mais directement sur l'anode du photomultiplicateur sur une impédance faible (100Ω).

Pour le détecteur au germanium, à une amplitude donnée, le temps de montée dépend de l'endroit dans le cristal où est détecté le rayonnement gamma ; les fluctuations du temps de montée sont de l'ordre de 100 ns. Fouan et Passerieux⁽⁶⁾ ont mis au point un système dit "de compensation". Ils utilisent deux discriminateurs rapides dont les seuils de déclenchement sont dans un rapport voisin de 2 et qui, par extrapolation, déterminent le zéro vrai de l'impulsion. Sur une gamme d'énergie allant de 0,5 à 10 MeV, la largeur du pic de temps était environ de 7 ns.

Les amplitudes des impulsions sortant des amplificateurs linéaires et des C.T.A. sont converties en un nombre binaire par des convertisseurs d'analogique en numérique (C.A.N.). Le nombre binaire correspondant à la hauteur maximale d'impulsion (10 volts) était choisi en fonction de la résolution sur les détecteurs. L'énergie des particules était convertie entre 0 et 2048 (11 digits binaires) ; l'énergie des rayons γ provenant du cristal NaI(Tl) entre 0 et 1024 (10 digits binaires), celle des rayons γ provenant du détecteur au germanium entre 0 et 4096 (12 digits binaires), enfin les impulsions du C.T.A. (information "temps") de 0 à 128 (7 digits binaires).

B) Partie logique et acquisition des informations. La partie de la chaîne d'analyse qui suit les convertisseurs dépend du type d'expérience réalisée. En ce qui concerne les expériences (p,p'), la seule information à enregistrer est l'énergie de la particule diffusée. Celle-ci est convertie en un nombre binaire qui sert d'adresse à un bloc-mémoire. A cette adresse le bloc-mémoire ajoute 1 au contenu de la mémoire. L'ensemble des contenus de toutes les adresses de 0 à 2048 constitue un spectre.

Pour les expériences (d,p) , $(p,p'\gamma)$ et $(^3\text{He},d\gamma)$ où il y a deux, trois et quatre paramètres corrélés, on utilise un ensemble électronique appelé "chaîne multiparamétrique"⁽⁷⁾ ; la figure 2 en donne un schéma simplifié. Elle comporte un ensemble utilisant les signaux logiques des convertisseurs pour identifier le type d'événement qui, suivant le cas, peut donner l'ordre de convertir les impulsions présentes à l'entrée du convertisseur et initialiser un registre dans lequel vont être regroupés les différents paramètres en coïncidence. Dans le cas de l'expérience (d,p) , la fonction regroupement se fait au niveau des convertisseurs car le convertisseur d'énergie et celui du paramètre d'identification sont couplés et sortent les informations binaires simultanément. Cet ensemble des deux paramètres passe dans un conditionneur qui permet de sélectionner les deux types de particules protons et deutons, et l'énergie correspondant à ces deux types est enregistrée dans un bloc-mémoire.

Pour les expériences $(p,p'\gamma)$, l'information collectée dans le registre de regroupement est extraite sous la forme de deux mots de 14 digits binaires ou 3 mots de 13 digits binaires ; une mémoire tampon n'accepte cette série de mots que si les places nécessaires sont disponibles. Ces mots accompagnés d'un numéro et d'un digit de présence (pilote) sont inscrits à intervalles réguliers sur une bande magnétique de 16 pistes. A ce stade, les informations élémentaires en provenance des détecteurs sont mémorisées et il est possible, en relisant la bande magnétique, de reconstituer le déroulement de l'expérience.

Les expériences en coïncidence nécessitent un système de contrôle pour vérifier le bon fonctionnement des détecteurs, de la chaîne d'acquisition et, éventuellement, pour extraire des résultats partiels que l'on exploite au fur et à mesure. En fait, le contrôle est en tout point semblable à l'exploitation des résultats après l'enregistrement. La seule différence est que la lecture des événements enregistrés se fait avant l'écriture sur la bande.

Le principe de représentation que nous avons choisi pour les coïncidences particule-gamma (NaI) est du type XY c'est-à-dire une matrice comportant l'énergie des particules en abscisse et l'énergie des gammas en ordonnée. L'information "temps" se présente comme un pic sur un fond uniforme, les événements dans le pic sont des coïncidences vraies ou fortuites et ceux dans le fond, des coïncidences fortuites ; l'extrac-

tion des coïncidences vraies se fait en cadrant par le conditionnement le pic de temps et en soustrayant les informations correspondant à une bande de temps de même largeur sur le fond. D'autre part on peut, par le conditionneur, sélectionner une bande d'énergie de particules et une bande d'énergie gamma.

Pour faire un contrôle des différents paramètres, il suffit de les enregistrer en représentation unidimensionnelle dans un bloc mémoire.

3.- Projet d'amélioration du système d'acquisition et de contrôle

La chaîne multiparamétrique que nous avons utilisée représente un ensemble puissant pour l'enregistrement des expériences en coïncidence, elle est très supérieure aux analyseurs multi-canaux couramment utilisés qui impliquent une limitation sévère sur la dimension des matrices enregistrées. En principe, avec cet appareillage, nous pouvons réaliser des expériences d'une très grande complexité ; mais il présente certains défauts, relatifs au découpage des fonctions de chaque appareil, et à l'efficacité des contrôles.

Le registre de regroupement est fait de telle manière que, pour effectuer un transfert de l'information, il faut que tous les paramètres soient arrivés accompagnés d'une référence dans un laps de temps fixé à l'avance. Si nous prenons l'exemple de l'expérience $^{58}\text{Ni} (p, p'\gamma)$, lorsque nous avons une coïncidence NaI-P1 il n'y avait évidemment pas d'information Ge ; donc cela nous obligeait à chaque fois à remplacer l'information Ge par une information fictive 0 accompagnée d'une référence. Ce système alourdit l'ensemble logique et complique la mise au point de la chaîne. En ce qui concerne le contrôle, celui-ci se fait sur des blocs-mémoire ; c'est un contrôle statique puisqu'on ne peut pas intervenir et procéder par exemple à une réduction des données.

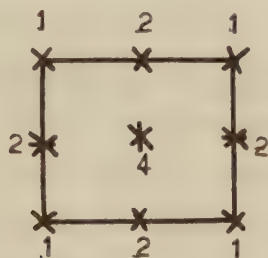
Nous donnons ici le principe d'une modification de la chaîne multiparamétrique qui la rendrait plus facile à utiliser. Les fonctions logiques se trouvent concentrées dans un certain nombre d'unités définissant chacune un type d'événement particulier, par exemple coïncidence (particule-gamma)₁ ; (particule)₁ libre ; coïncidence (particule-particule) etc ... Chaque unité, quand elle est concernée, génère une

étiquette indiquant les paramètres en jeu. Un registre sous contrôle de l'unité logique regroupe les paramètres et transfère les informations par décalage de 16 digits dans un registre intermédiaire. Les informations sont envoyées d'une part à l'unité d'enregistrement (bande magnétique) et, d'autre part, à l'unité de contrôle. Cette unité peut être construite autour d'un mini-ordinateur ; celui-ci serait équipé d'une mémoire de 8000 mots de 16 bits (digits binaires), d'un coupleur d'entrée et sortie permettant l'échange avec l'extérieur de mots de 16 bits, d'une unité de disques ou tambour magnétique ayant une capacité supérieure à 100 000 mots, d'une unité de visualisation et éventuellement d'un traceur incrémental. Le calculateur reçoit les informations en provenance du registre de regroupement ; à l'aide de l'étiquette, il reconnaît les différents paramètres. Il peut jouer le rôle du conditionnement moins rapide, mais plus souple qu'un conditionneur câblé, et celui du bloc-mémoire. L'utilité du disque ou du tambour magnétique est que l'accès en est rapide et qu'il permet de stocker des spectres et de les remettre à jour. Chaque spectre est transféré en mémoire pendant un certain temps puis remis sur le disque. L'unité de visualisation est munie de réticules amovibles pour pointer des canaux particuliers et le calculateur travaille sur ces données pour faire des calculs simples comme la recherche du barycentre d'un pic, la soustraction du fond, le calcul de l'aire d'un pic, la calibration en énergie etc ... D'autre part, on peut envisager la liaison avec un calculateur plus puissant sur lequel on se réserve la possibilité de faire un traitement plus important des informations, pendant et après l'expérience. L'intérêt d'une telle solution est que le physicien obtient une réponse rapide aux problèmes qui se posent en cours d'expérience.

4. Traitement des informations

Dans les expériences (p, p') et (d, p) , les résultats sortent directement sous la forme de spectres qu'il faut ensuite traiter. En $(p, p' \alpha)$ et $(^3\text{He}, d \alpha)$, l'expérience est enregistrée par informations élémentaires. Le premier travail consiste à relire la bande magnétique avec l'installation décrite au paragraphe précédent, de façon à vérifier l'enregistrement et, éventuellement, éliminer les parties présentant une dérive en énergie ou un rapport signal sur bruit inacceptable.

Nous avons vu que les coïncidences étaient représentées en XY sous forme de matrices. Nous avons choisi, pour la présentation graphique de ces matrices, de tracer les courbes de niveaux considérant que c'est un mode de visualisation précis et significatif⁽⁸⁾. Les détecteurs de particules et de rayonnements gamma ont une efficacité faible, donc le nombre de coïncidences est relativement petit ; aussi, pour que le tracé des courbes de niveaux soit lisible, nous sommes amenés à effectuer un lissage en XY sur 9 points avec les poids suivants :



les effets du lissage ont été étudiés par Kamoun⁽⁸⁾ : il en ressort que la position des pics n'est pas modifiée ; par contre, ils sont légèrement élargis. Ce procédé n'est utilisé que pour faire une étude qualitative. Les matrices sont choisies jointives et enregistrées sur une bande magnétique du calculateur CAE 510 du DPh.N/BE à Saclay. Les courbes de niveaux sont tracées pour chaque matrice de façon à obtenir une carte pour toute la gamme d'énergie de particules et de rayons gammas.

A) Traitement des spectres de particules chargées. Nous avons utilisé le code de Dickens⁽⁹⁾ et celui de Picard⁽¹⁰⁾. Il s'agit d'abord de soustraire le fond continu, dont la forme, dans un intervalle assez faible (environ 20 canaux), est approchée par une exponentielle. Ensuite, on recherche sur le spectre tous les pics qui satisfont à certaines conditions de surface et de largeur. On s'impose une forme algébrique des pics (deux demi-gaussiennes de formes différentes) dont on ajuste les paramètres sur un pic type choisi dans le spectre. Chaque pic du spectre est ensuite traité par cette courbe. Le programme fournit le barycentre du pic et sa surface.

B) Traitement des courbes de niveaux. La figure 3 représente une carte relative au niveau à 3,74 MeV de ^{62}Ni . L'alignement suivant la droite AA' des pics α donne l'énergie des protons ; la précision obtenue est de l'ordre du demi-canal (3 keV). Les pics α apparaissent nettement ; on reconnaît, sur la figure, le pic à 1,17 MeV et le pic à 2,57 MeV qui correspondent à la transition 3,74 MeV $\rightarrow$ 1,17 MeV ; d'autre

part le pic à 1,44 MeV correspond à la transition $3,74 \text{ MeV} \rightarrow 2,30 \text{ MeV}$ car nous retrouvons la transition caractéristique du niveau 2,30 MeV au fondamental. Cette technique permet d'obtenir sans ambiguïté le schéma de désexcitation d'un niveau à quelques cas particuliers près.

C) Traitement des spectres d'énergie gamma. Les courbes de niveaux donnent des résultats qualitatifs, c'est-à-dire les transitions gamma associées à un niveau du noyau étudié. L'étude quantitative se fait sur des spectres d'énergie gamma obtenus en sélectionnant les informations gamma en coïncidence avec des informations "particule" comprises entre des limites définissant un alignement sur les courbes de niveaux. Sur les spectres, nous avons considéré des pics sur un fond de forme exponentielle et nous avons mesuré l'aire des pics. Nous avons effectué la correction d'efficacité à partir des travaux de Crouthamel⁽¹¹⁾ et de Rutledge⁽¹²⁾. Dans les expériences $^{58}\text{Ni} (p, p'\gamma)$ et $^{60}\text{Ni} (p, p'\gamma)$ où nous avons des détecteurs germanium, nous nous sommes servis des énergies de raies γ pour déterminer avec précision les énergies des états excités. La calibration du détecteur au germanium a été faite à partir de sources étalon donnant des énergies jusqu'à 3 MeV avec une précision de l'ordre de 1 keV. En reconstituant les niveaux à partir des raies γ en coïncidence, leur énergie a pu être déterminée avec une incertitude inférieure à 3 keV.

Chapitre II

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons dans ce chapitre l'ensemble de nos résultats expérimentaux concernant les isotopes du nickel. Nous avons d'autre part regroupé les résultats obtenus dans les autres laboratoires.

1. Analyse des distributions angulaires de protons: $^{62}\text{Ni}(p,p')$; $^{64}\text{Ni}(p,p')$

La diffusion de protons de 12 MeV sur les cibles de ^{62}Ni et ^{64}Ni a été faite dans le but de mesurer d'une part le spin de certains niveaux, d'autre part le paramètre de déformation associé, mettant ainsi en évidence leur degré de collectivité. Nous savons que le processus (p,p') favorise l'excitation des niveaux collectifs, que nous avons particulièrement étudiés, mais nous a permis aussi de donner le schéma de désexcitation d'un grand nombre de niveaux.

Le seuil des réactions (p,n) sur les isotopes pairs du nickel sont à 9,32 MeV pour ^{58}Ni ; 6,90 MeV pour ^{60}Ni , 4,62 MeV pour ^{62}Ni , et 2,46 MeV pour ^{64}Ni . Plusieurs études faites par Lee⁽¹³⁾ d'une part et Perey⁽¹⁴⁾ d'autre part, montrent que quelques MeV au-dessus du seuil de réaction (p,n) on n'observe plus de fluctuations statistiques sur la section efficace de diffusion ; il semblerait alors que la réaction procède surtout par interaction directe. Nous avons fait cette hypothèse pour les diffusions $^{62}\text{Ni}(p,p')$ et $^{64}\text{Ni}(p,p')$. Il n'en serait plus de même pour ^{58}Ni à 12 MeV. Enfin, pour ^{60}Ni , nous avons repris les résultats, obtenus par (p,p') , de Ballini et al.⁽¹⁵⁾.

Les distributions angulaires ont été faites entre les angles 30° et 160° par pas de 5° (laboratoire). Le dispositif expérimental utilisé est décrit au chapitre précédent. La résolution en énergie était environ 20 keV. La figure 4 représente un spectre de ^{62}Ni à 85° (système du laboratoire). Nous constatons que la densité des niveaux croît très vite avec l'énergie d'excitation et qu'au dessus de 4 MeV il devient difficile d'analyser les spectres. D'autre part, nous nous sommes bornés à n'étudier que les niveaux les plus excités. Pour obtenir les sections efficaces en valeur absolue (mb/sr) nous avons constaté (figure 5) qu'à un facteur de normalisation près notre courbe de diffusion élastique (p,p) était identique à celle de Lee⁽¹³⁾ : nous avons donc utilisé les valeurs de sections efficaces absolues (p,p) pour obtenir le coefficient de normalisation que nous avons appliqué aux distributions angulaires (p,p'). Nous avons utilisé pour l'analyse des résultats un potentiel optique dont les paramètres géométriques ont été extraits de la littérature⁽¹⁶⁾. Le potentiel, de la forme de Saxon-Woods, comprenait une partie réelle, une partie imaginaire et une partie spin-orbite : les profondeurs des trois puits de potentiel ont été déduits, une fois les paramètres géométriques fixés, de la courbe de diffusion élastique par le code de recherche JIB3⁽¹⁷⁾. Le tableau II résume les valeurs utilisées.

Tableau II

	a(fm)	R(fm)	^{62}Ni V(MeV)	^{64}Ni V(MeV)
Potentiel réel	0,65	1,25	52,3	52,2
Potentiel imaginaire	0,47	1,25	14,6	14
Potentiel spin-orbite	0,47	1,12	5,1	8

Pour le processus inélastique, les calculs des sections efficaces en fonction de l'angle de diffusion ont été faits dans l'approximation DWBA à l'aide du code JULIE⁽¹⁸⁾. Ce code traite l'interaction V entre le noyau cible et le projectile au premier ordre seulement. Pour l'interaction V, nous avons utilisé le modèle collectif qui identifie V à la partie non sphérique du potentiel optique U lorsque celui-ci est

déformé. Lors d'une transition d'un état i vers un état f , l'amplitude de cette transition est donnée par :

$$T_{if} = \int dr \varphi^{-*}(k_f, r) \langle A_f | V | A_i \rangle \varphi_i^+(k_i, r)$$

où A_i et A_f représentent les états du noyau, les fonctions φ les ondes distordues. Si l'on développe le potentiel optique en fonction du rayon, la partie monopolaire rend compte de la diffusion élastique, et les autres de la diffusion inélastique ; pour le multipôle d'ordre L , l'élément de matrice $\langle A_f || V || A_i \rangle \propto \beta_L (d/dr)U(r)$: β_L est le paramètre de déformation déterminé dans ce modèle sans ambiguïté dès que le potentiel optique U est fixé. L est le moment angulaire transféré ; il permet d'avoir le spin et la parité du niveau puisque les fondamentaux sont des 0^+ . β_L mesure en quelque sorte l'intensité de la transition. Nous avons fait l'hypothèse du couplage complexe : la partie imaginaire du potentiel oscille comme la partie réelle et elles ont la même déformation. D'autre part, nous avons introduit dans les calculs les termes décrivant l'excitation coulombienne. Nous avons constaté que leurs effets étaient faibles. Une fois obtenu le paramètre de déformation β_L , nous pouvons le relier à la probabilité de transition réduite $B(E_L)$ par la formule :

$$B(E_L) = \frac{1}{2L+1} \left(\frac{3}{4\pi} Z R^L \right)^2 e^2 \beta_L^2,$$

et à la probabilité de transition en unités de Weisskopf

$$G_L = \frac{(L+3)^2}{2L+1} \frac{Z^2}{4\pi} \beta_L^2.$$

Le tableau III présente nos résultats avec ceux de Mc Carthy⁽¹⁹⁾ pour les niveaux 2_1^+ et 3_1^- et un ensemble de mesures faites par différentes réactions où l'on compare les paramètres de déformation obtenus. Ce tableau montre des différences assez importantes ; cela tient au fait que les grandeurs mesurées β_L n'ont pas, dans les différentes expériences, la même signification physique. L'excitation (p, p') agit sur les protons et les neutrons avec une variation d'isospin $\Delta T = 0, \pm 1$. La réaction (α, α') excite les protons et les neutrons en phase, c'est-à-dire que la variation d'isospin est 0. L'excitation coulombienne et la réaction (e, e') font intervenir une interaction purement électromagnétique n'agissant que sur les protons : $\Delta T = 0, \pm 1$ ⁽²⁰⁾.

2. Analyse des distributions angulaires : $^{62}\text{Ni}(d,p)$; $^{64}\text{Ni}(d,p)$ ⁽²¹⁾

Ces expériences nous ont permis de trouver les niveaux de ^{63}Ni et de ^{65}Ni , les moments angulaires transférés par le neutron capturé et les facteurs spectroscopiques. La partie des distributions angulaires, significative du moment transféré correspond aux angles avant. Nous avons donc enregistré les spectres de 15° à 50° pour ^{63}Ni et de 15° à 60° pour ^{65}Ni par pas de 5° . La détection des particules à un angle inférieur à 15° était difficile dans notre chambre à diffusion, aussi les angles de 5° et 10° ont-ils été faits avec le spectrographe magnétique du type Buechner du SPNBE/Saclay avec des mesures à 15° et 20° pour permettre le recouvrement des deux séries d'expériences. La mesure des sections efficaces relatives de chaque niveau a été faite par réduction des spectres suivant la méthode décrite au chapitre I, paragraphe 3. Les distributions angulaires (d,d) étaient enregistrées en même temps et nous ont servi à monitorer les spectres de protons. Ces distributions étant identiques, à un facteur de normalisation près, à celles de Lee et al.⁽¹³⁾ (figure 6) nous utilisons leurs valeurs de sections efficaces absolues en mb/sr.

Pour faire l'analyse de ces distributions angulaires nous avons fait l'hypothèse légitime du mécanisme de réaction par interaction directe. Les paramètres du modèle optique ont été obtenus à partir des analyses de Perey⁽²²⁾ de façon à obtenir une bonne description de la diffusion élastique (d,d). Pour avoir les paramètres de la voie de sortie (proton) nous avons également utilisé ceux de Perey⁽²³⁾. Nous avons fait l'hypothèse classique que le neutron est capturé sur une orbite du modèle en couches avec une énergie de liaison égale à l'énergie de séparation. Cette orbite est considérée comme état propre d'un potentiel de Saxon-Woods. Les sections efficaces théoriques ont été calculées dans l'approximation DWBA par le code JULIE⁽¹⁵⁾ et les facteurs spectroscopiques déduits de la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp.}} = 1,48 (2j + 1) S_{lj} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}}$$

Dans le domaine angulaire étudié, la forme des distributions angulaires ne dépend pas du moment angulaire j de l'état final. Pour extraire les quantités S_{lj} il faut connaître j . En fait, lorsque le moment angulaire transféré est égal à 0, 3, 4, il n'y a pratiquement

pas d'ambiguïté et les spins choisis sont respectivement $1/2^+$, $5/2^-$, $9/2^+$; par contre, le cas $\ell = 1$ est plus délicat puisqu'il y a deux spins possibles $1/2^-$ et $3/2^-$; pour établir un choix nous nous sommes reportés aux travaux de Fulmer⁽²⁴⁾ et à ceux de Lee⁽²⁵⁾. Enfin, dans le cas d'un transfert $\ell = 2$, étant donné l'espacement en énergie des couches $d_{3/2}$ et $d_{5/2}$ dans la gamme d'énergie étudiée, le spin $5/2^+$ est beaucoup plus probable. La normalisation des facteurs spectroscopiques a été faite de manière à satisfaire la règle de somme :

$$\sum_i (2j + 1) S_{Lj}^i = \text{nombre de trous de neutrons dans la cible, la somme portant sur les orbites } 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2} \text{ et } 1g_{9/2}.$$

Les tableaux IV et V montrent les résultats que nous avons obtenus pour ^{63}Ni et ^{65}Ni . Nous avons comparé ces résultats avec ceux de Fulmer⁽²⁶⁾. Les différences apparaissent entre les deux séries de résultats. Elles peuvent s'expliquer par le fait que, d'une part, notre résolution en énergie était meilleure et, d'autre part, que les paramètres optiques choisis par Fulmer étaient légèrement différents des nôtres.

3. Analyse des expériences (p,p'γ).

Nous avons fait des expériences (p,p'γ) sur ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{62}Ni et ^{64}Ni dans le but d'avoir, pour tous les isotopes pairs stables du nickel, l'ensemble des niveaux excités et leur schéma de désexcitation gamma avec les rapports d'embranchement. Nous avons vu au chapitre I, paragraphe 4 que, par l'intermédiaire des courbes de niveaux, nous pouvions extraire de façon précise les énergies des niveaux, les raies γ en coïncidence avec un niveau particulier et qu'à l'aide des spectres γ en coïncidence nous pouvions calculer les rapports d'embranchement. Pour cela il faut tenir compte, dans les limites d'erreur, des effets de corrélations angulaires. Ceux-ci sont faibles dans la géométrie utilisée car le détecteur de particules se trouvant à 90°, la distribution angulaire gamma présente le minimum d'anisotropie ; d'autre part, étant donné la taille du cristal NaI(Tl), celui-ci couvre une grande distance angulaire et donne ainsi une indication moyenne. Nous avons évalué les effets en utilisant les raies gamma de cascade et en comparant leurs intensités qui, corrigées des efficacités de détection, doivent avoir la même valeur. Enfin, nous avons vérifié "a posteriori" sur des résultats de mesures de distributions angulaires gamma et des spectres de radioactivité que nos valeurs concordaient bien.

A) Expérience ^{58}Ni (p,p' γ)⁽⁹²⁾

La figure 7 représente le montage des détecteurs dans la chambre à diffusion.

1 - Niveaux d'énergie de ^{58}Ni .

Dans le tableau VI sont regroupés tous les niveaux excités par la réaction (p,p' γ) que nous avons comparés à ceux trouvés par Tee et al.⁽²⁷⁾. On peut constater que l'expérience (p,p' γ) nous a permis de retrouver un très grand nombre de niveaux. Pour donner une idée de leur importance relative, nous avons porté les intensités prises par rapport au niveau à 1,45 MeV (intensité 100) sur le spectre à 60°.

2 - Schémas de désexcitation des niveaux de ^{58}Ni .

Les schémas ont été déterminés à partir des courbes de niveaux correspondant aux coïncidences d'une jonction Si-Li-cristal NaI(Tl) et des spectres germanium en coïncidence avec l'autre jonction Si-Li. L'analyse a été faite pour les niveaux de 0 à 6,6 MeV, le seuil gamma sur la voie I NaI(Tl) était de 250 keV et 500 keV sur la voie Ge. Au-delà de 6,6 MeV, les spectres gamma deviennent très complexes et nous n'avons retenu que les transitions de grande énergie c'est-à-dire vers le niveau 2_1^+ et vers le fondamental dont l'intensité représentait au moins 50% de l'intensité totale du niveau. Sur le tableau VII nous avons regroupé nos résultats, c'est-à-dire l'énergie des niveaux étudiés, leur spin et parité, les états finals correspondant aux différentes transitions et les rapports d'embranchement quand l'intensité des niveaux était suffisante pour que nous puissions les calculer. Ces rapports sont calculés avec une erreur estimée moyenne inférieure à 15%. Les deux dernières colonnes du tableau représentent les résultats obtenus par corrélations angulaires par D.M. Van Patter⁽²⁸⁾.

Certains résultats suggèrent quelques remarques :

Doublet 2,898 MeV - 2,941 MeV. La détermination du spin de ces niveaux était rendue difficile par le fait qu'ils n'étaient pas séparés dans les expériences (p,p') et (α , α'). La première expérience faite par L.W. Swenson et al.⁽²⁹⁾ en (p,p'), de 9,10 MeV à 9,55 MeV, a été analysée par la méthode de Hauser-Feshbach. Le doublet n'est pas résolu mais il est certain que le niveau 2,898 MeV est prédominant, et la distribution angulaire permet de sélectionner les spins 1^+ et 2^+ . L'expérience $^{60}\text{Ni}(p,t)^{58}\text{Ni}$ de W.G. Davies⁽³⁰⁾ met en évidence l'existence d'un niveau 0^+ à 2,944 MeV ; enfin les corrélations angulaires

faites par D.M. Van Patter et al.⁽²⁸⁾ éliminent pour le niveau à 2,898 MeV le spin 2 et confirment le spin 1. Nous avons mis en évidence la transition $2,941 \rightarrow 2,898$ MeV. Ce résultat repose sur quatre observations :

a) Dans l'expérience que nous avons faite, le doublet était complètement résolu et les courbes de niveaux montrent deux schémas identiques pour les deux niveaux avec une faible transition au fondamental pour le niveau 2,898 MeV. La figure 8 représente le spectre de particules, les courbes de niveaux et les spectres α conditionnés pour chaque niveau.

b) Les courbes de niveaux correspondant aux coïncidences entre le détecteur Si-Li et le détecteur germanium (Li) sont représentées sur la figure 9. On n'y voit manifestement pas le pic à 1,488 MeV qui résulterait de la transition $2,941 \text{ MeV} \rightarrow 1,453 \text{ MeV}$.

c) Le spectre gamma du détecteur au germanium, en coïncidence avec le détecteur Si-Li à grand angle solide (fig. 10), ne révèle aucune raie de 1,488 MeV ni celle à 1,321 MeV caractéristique du niveau à 2,775 MeV.

d) L'analyse du pic de temps correspondant aux événements en coïncidence représenté sur la figure 11 montre un déplacement et un élargissement pour celui de 2,941 MeV par rapport à celui de 2,898 MeV. Ceci correspondrait à une vie moyenne du niveau à 2,941 MeV de quelques nanosecondes, soit, pour une transition M_1 de 43 keV, un taux de $\frac{1}{20}$ unité de Weisskopf, ce qui est une valeur raisonnable⁽³¹⁾, confirmé par la mesure récente de Raman⁽³²⁾ qui a mesuré une vie moyenne de 2,8 ns. Ces observations nous amènent donc à envisager la transition $2,941(0^+) \rightarrow 2,898(1^+)$ MeV: ce qui confirme les calculs d'Arvieu⁽⁵²⁾ montrant que le 0^+ du triplet dit à 2 phonons est de nature différente des niveaux 2_2^+ et 4_1^+ .

Doublet 5,590 - 5,594 MeV. Dans les expériences de O.N. Jarvis (p,p')⁽³³⁾ et de M. Inoue (α, α')⁽³⁴⁾ ces deux niveaux ne sont pas résolus. Le premier donne un spin 4^+ et le second $4^+ + 5^-$. H.W. Broek en (α, α') arrive à la conclusion qu'il y a un niveau 4^+ mélangé à un autre état⁽³⁵⁾.

L'examen des courbes de niveaux (fig. 12) montre la présence d'un doublet. Le niveau à 5,590 MeV a une transition unique au fondamental et le niveau à 5,594 MeV se désexcite par les niveaux 1,453 MeV (2%), 2,457 MeV (64%) et 3,776 MeV (34%). Ces résultats nous amènent à penser que l'attribution la plus probable des spins est 4^+ pour le niveau à 5,590 MeV et 5^- pour le niveau à 5,594 MeV.

4 - Probabilités de transition.

Nous avons calculé les probabilités de transition E2 correspondant à certains niveaux de ^{58}Ni . Les valeurs $\delta = \sqrt{\frac{E2}{M1}}$ coefficients de mélange multipolaires sont ceux mesurés par Horoshko et al⁽³⁶⁾, les vies moyennes sont extraites des mesures de Bertin⁽³⁷⁾ (Tableau IX).

B) Expérience $^{62}\text{Ni}(p, p'\gamma)$ ⁽³⁸⁾

1 - Géométrie de la réaction.

Les coïncidences proton-gamma ont été réalisées entre un détecteur de particules Si-Li placé à 90° dans le plan de réaction et un détecteur gamma NaI(Tl) à 90° sur le côté opposé.

2 - Niveaux d'énergies du ^{62}Ni (Tableau X).

Ces niveaux sont comparés à ceux trouvés par Tee en (p, p') ⁽²⁷⁾, il est évident qu'en raison de leur intensité d'excitation certains niveaux n'apparaissent pas dans la réaction $(p, p'\gamma)$ dont l'efficacité est beaucoup plus faible que (p, p') .

3 - Schémas de désexcitation des niveaux de ^{62}Ni .

L'ensemble des résultats connus sont regroupés sur le tableau XI. Nos rapports d'embranchement sont donnés avec une limite de l'erreur inférieure à 30%.

Doublet 2,30 - 2,34 MeV. Ce doublet apparaît sur la figure 3. Pour le niveau à 2,30 MeV, les raies γ à 1,13 et 1,17 MeV ne sont pas distinctes étant donné la résolution du détecteur (7%) ; on voit un pic unique dont le centre de gravité est décalé par rapport au pic à 1,17 MeV. D'autre part, ce niveau présente une transition importante au fondamental. Ces résultats ont été confirmés par Fanger⁽³⁹⁾ et Van Patter⁽⁴⁰⁾. Le niveau à 2,34 MeV ne présente que la transition vers le niveau à 1,17 MeV.

Niveau à 3,74 MeV. Ce niveau bien excité par (p, p') est connu comme 3^- . La figure 3 représente la carte correspondante, les pics à 1,44 et 2,30 MeV, 2,57 et 1,17 MeV, sont dus aux transitions vers les niveaux à 2,30 MeV et 1,17 MeV, avec un embranchement de 50% : ceci est confirmé par Fanger⁽³⁹⁾.

Les astérisques du tableau XI correspondent aux doublets 3,269 (1^+ , 2^+) - 3,275 (4^+) ; 3,518 (2^+) - 3,522 (2^+ , 3^+) et au niveau 3,370 MeV (1^+ , 2^+) mis en évidence par Fanger⁽³⁹⁾.

C) Expérience $^{64}\text{Ni}(p, p'\gamma)^{(38)}$

1 - Géométrie de la réaction.

Elle a été faite avec une jonction au silicium à 90° dans le plan de réaction, en coïncidence d'une part avec un cristal NaI(Tl) (13,7 cm x 15,2 cm) à 90° et d'autre part avec un cristal NaI(Tl) (10,2 cm x 10,2 cm) situé au-dessus du plan de réaction. Les informations extraites sont la somme des informations correspondant aux deux détecteurs.

2 - Niveaux d'énergie de ^{64}Ni .

Le tableau XII donne les énergies des niveaux et leur spin. La comparaison est faite avec les énergies trouvées par Tee et al.⁽²⁷⁾. La colonne 4 donne les sections efficaces en $\mu\text{b}/\text{sr}$ à l'angle 70° (laboratoire) de façon à se faire une idée des intensités relatives.

3 - Schémas de désexcitation des niveaux de ^{64}Ni .

Comme dans les autres expériences les schémas ont été établis à partir des courbes de niveaux. Notons que, dans la région d'énergie >5 MeV, seules les raies gamma de grande énergie correspondant aux transitions vers le fondamental et vers le niveau à 1,34 MeV ont été relevées (tableau XIII).

Niveau à 2,27 MeV. Le spin de ce niveau n'est pas parfaitement déterminé (0^+ , 2^+). Nous avons attribué un spin 0^+ parce qu'il est faiblement excité par (p,p') et (α, α') et que, d'autre part, il se désexcite intégralement par 2_1^+ .

Niveau à 2,61 MeV. Ce niveau dont nous avons déterminé le spin (4^+) par (p,p') se désexcite par le niveau à 2_1^+ avec une faible transition vers le fondamental.

Doublet 2,98 MeV - 3,02 MeV. Dans notre expérience les pics correspondant à ce doublet sont parfaitement séparés. Pour le niveau à 3,02 MeV, la situation est simple : on observe une forte transition vers le 2_1^+ et une autre plus faible vers 2,27 MeV (0^+). En ce qui concerne le niveau à 2,98 MeV, il semble qu'il y ait un doublet très proche (environ 5 keV), l'un des niveaux se désexciterait par les niveaux 1,34 MeV et 2,27 MeV et l'autre essentiellement vers le fondamental.

Niveau 3,65 MeV. Nous envisageons pour ce niveau la possibilité d'un doublet dont l'un des membres se désexciterait par le 2_1^+ et l'autre à 3 keV par le niveau à 2,61 MeV.

Niveau 3,74 MeV. Nous avons observé deux alignements distincts sur les courbes de niveaux, l'un des niveaux présentant une transition vers le niveau à 2,61 MeV et une autre plus faible vers le niveau à 1,34 MeV ; l'autre, à environ 5 keV, se désexciterait exclusivement par le niveau à 3,56 MeV.

D) Expérience ^{60}Ni (p,p' γ)

Cette expérience a été réalisée chronologiquement après celles que nous venons de décrire, ce qui explique l'utilisation de nouveaux détecteurs au germanium. Cette expérience a été réalisée dans le but, d'une part de faire une analyse précise du schéma de désintégration gamma des niveaux de ^{60}Ni et d'autre part de mesurer les durées de vie moyenne de ces niveaux par déplacement des raies gamma dû à l'effet Doppler.

1 - Géométrie de la réaction.

Nous disposons d'un détecteur au silicium de 2 mm de profondeur non refroidi à 90° (résolution $\simeq 35$ keV) et de deux détecteurs Ge (Li) de 80 cm³ de volume utile, placés respectivement à 40° et 140° dans le plan de réaction de façon à se trouver approximativement dans la direction du noyau de recul. L'efficacité totale sur le pic de pleine énergie à 1,33 MeV était, dans ces conditions, environ $1,5 \times 10^{-3}$, et la résolution globale était voisine de 5 keV.

2 - Calibration et réduction des données.

Le problème le plus délicat dans les expériences utilisant l'effet Doppler est sans doute celui de la calibration gamma. La section efficace de la réaction ^{60}Ni (p,n) ^{60}Cu est très nettement supérieure à la section efficace de la réaction ^{60}Ni (p,p') ; aussi le spectre en coïncidences fortuites est-il dominé par les raies gamma dues à la radioactivité de $^{60}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{60}\text{Ni}$ (T = 23 minutes). Ce spectre nous permet de calibrer le spectromètre γ . Les énergies de références utilisées sont celles données par Rauch et al.⁽⁴¹⁾ qui ont étudié la désexcitation de ^{60}Cu avec détecteurs au germanium. Les énergies sont données avec une précision de 1 keV environ.

L'étude de ce spectre comparé aux résultats de Rauch et al.⁽⁴¹⁾ a permis de déduire, dans la géométrie de la réaction, une courbe d'efficacité relative du détecteur au germanium. Il n'en résulte qu'un ordre de grandeur des rapports d'embranchement pour les niveaux étudiés, ceci parce que notre mesure est légèrement erronée du fait des effets de cor-

relations angulaires que nous n'avons pas mesurées. Nous estimons par comparaison avec les résultats de ^{60}Cu que ces effets sont au maximum de 30% des valeurs mesurées.

Comme nous l'avons expliqué auparavant, il n'est pas possible, étant donné la dimension de la matrice de coïncidence (1024 canaux x 4096 canaux) de tracer, comme nous l'avons fait précédemment, les courbes de niveaux sur l'ensemble de la matrice. Nous avons donc tracé les spectres gamma en coïncidence avec un pic de protons, réduisant ainsi à 1, 2 ou 3 le nombre des niveaux correspondant à chaque spectre gamma. Pour les cas délicats, comme celui des niveaux à 3,620, 3,675, 3,729 et 3,741 MeV, nous avons tracé les courbes de niveaux dans la région des rayons gamma de basse énergie car en général, du fait du petit nombre de coïncidences, les courbes de niveaux présentent un aspect trop complexe pour en permettre une analyse détaillée.

3 - Les niveaux de ^{60}Ni .

Le tableau XIV montre l'ensemble des niveaux que nous avons étudiés jusqu'à 6 MeV d'excitation. Il y a dans cette liste un certain nombre de niveaux supplémentaires par rapport à ceux publiés par Tee et al.⁽²⁷⁾ (au spectrographe magnétique) ; ces niveaux sont dus à la présence de doublets que nous avons pu mettre en évidence grâce aux raies gamma en coïncidence. Certains doublets ont été vus⁽⁴¹⁾ lors d'une étude de la désintégration de ^{60}Cu .

4 - Schémas de désexcitation des niveaux de ^{60}Ni .

Les résultats de notre étude se trouvent au tableau XIV. Nous nous bornerons à faire quelques remarques concernant certains niveaux. Niveau à 2,626 MeV. Rauch et al.⁽⁴¹⁾ trouvent pour ce niveau une transition vers 2,506 MeV par le rayon gamma de 120 keV. En fait, seule la présence dans le spectre gamma d'une raie de 120 keV justifie cette transition. Nous ne voyons par contre, dans le spectre de ce niveau, aucune trace de la raie à 1,174 justificative de la présence du 2,506 MeV.

Doublet 3,119 - 3,124 MeV. La présence du doublet est indiscutable puisque la séparation des deux raies de transition vers le niveau à 1,332 MeV est presque réalisée.

Doublet 3,188 - 3,194 MeV. La séparation des deux niveaux est plus aisée par la présence de schémas différents. Les spins sont ceux donnés par Van Patter par analyse des distributions angulaires gamma⁽⁴²⁾.

Niveaux 3,620, 3,675, 3,729, 3,741 MeV. L'étude du schéma de désexcitation de ces quatre niveaux est fort complexe. Le schéma du premier niveau à 3,620 MeV est relativement bien établi ; par contre pour le niveau à 3,675 MeV, si la transition vers 2,506 MeV est la principale, il y a sans doute autre chose qu'il ne nous a pas été possible d'interpréter : peut-être une transition vers 3,315 MeV dont nous connaissons mal d'ailleurs le schéma.

Pour ce qui est du doublet 3,729 - 3,741 MeV notons la présence indiscutable de raies gamma provenant des niveaux 2,626 et 2,160 MeV mais il nous est très difficile de trouver la transition qui y correspond. On peut par exemple faire l'hypothèse d'une transition de l'un des deux niveaux vers le niveau à 3,620 MeV.

Il existe des différences assez considérables entre nos résultats et ceux de Rauch⁽⁴¹⁾ concernant les niveaux 4,318 ; 4,340 ; 4,578 ; 4,768 MeV. Nous estimons que nos résultats sont meilleurs pour deux raisons : ces niveaux sont faiblement alimentés par la désintégration β^+ de ^{60}Cu et Rauch à partir des raies gamma observées en spectre libre essaie de reconstruire le schéma des niveaux par le principe de Ritz alors que la technique des coïncidences le donne sans ambiguïté, tout au plus des transitions très faibles peuvent échapper à l'analyse. En ce qui concerne les niveaux au-delà de 6 MeV, la complexité des spectres ne nous a pas permis d'en donner le schéma.

E) Expérience ^{59}Co (^3He , d α) ^{60}Ni ⁽⁴³⁾

L'expérience ^{59}Co (^3He , d α), faite par Ballini et al.⁽¹⁵⁾ il y a quelques années, n'avait donné que quelques indications sur les transitions des niveaux excités. Nous avons repris cette expérience dans des conditions techniquement meilleures.

1 - Montage expérimental.

La détection et la discrimination des particules ont été faites avec un télescope ($\Delta E - E$) à 30° et un identificateur permettant la séparation complète de protons, deutons et ^3He . Ce détecteur était en coïncidence avec un cristal NaI(Tl) suivant la technique décrite au chapitre I. De façon à augmenter l'angle solide de détection des particules, nous avons utilisé, devant le détecteur, un diaphragme rectangulaire.

2 - Résultats de l'expérience.

Nous avons reporté sur le tableau XV, les énergies des niveaux et les transitions gamma que nous avons observées, les données spectroscopiques (moment transféré et facteur spectroscopique) résultant de l'analyse des distributions angulaires de deutons faites par Ballini et al⁽¹⁵⁾. Dans ce qui suit les énergies données avec trois décimales se réfèrent à l'expérience $^{60}\text{Ni}(p,p'\gamma)$ et celles données avec deux décimales correspondent à l'expérience $^{59}\text{Co}(^3\text{He},d\gamma)$.

Nous faisons ici quelques remarques sur les résultats expérimentaux, la discussion est faite au chapitre IV.

Les premiers niveaux de ^{60}Ni sont très faiblement excités par la réaction, l'excitation devient très intense vers 3,68 MeV.

L'analyse des raies γ en coïncidence montre que la plupart des pics étudiés par $(^3\text{He},d)$ sont en fait complexes et se composent de plusieurs niveaux. Aussi de l'énergie 3,68 MeV, il apparaît quatre niveaux (3,62 ; 3,68 ; 3,73 ; 3,74 MeV) dont le plus intense est celui à 3,68 MeV (4^+). Citons aussi le cas du groupe de quatre niveaux vers 5,10 MeV.

Nous avons aussi mis en évidence des niveaux fortement excités par les réactions (p,p') et (α,α') . C'est le cas du niveau à 4,974 MeV connu comme 5^- (34). L'excitation d'un tel niveau implique un transfert ($L = 4$) qui n'a pu être analysé à cause de la grande densité de niveaux dans le voisinage. C'est aussi le cas pour le niveau 5,111 MeV (4^+).

Enfin il apparaît nettement que beaucoup de niveaux se dés excitent par cascades, la raie γ de transition est en général difficile à mettre en évidence dans la détection par cristal (Na I) aussi nous les avons établies par les transitions complémentaires. C'est le cas de la dés excitation $3,93 \rightarrow 3,194$ MeV suggérée par la présence des raies γ à 1,85 ; 1,04 et 3,19 MeV caractéristiques du niveau à 3,194 MeV. Il en est de même pour la dés excitation $5,41 \rightarrow 4,77$ MeV.

En ce qui concerne les niveaux d'énergie supérieure à 6 MeV, la complexité dans cette région des courbes de niveaux ne nous permet pas de donner des schémas précis. On peut remarquer qu'il n'y a pas de transition vers les premiers niveaux de ^{60}Ni ; par contre il semblerait que ces niveaux se dés ex-

citent par cascades vers des niveaux assez proches en énergie. Un exemple de ceci est donné par le niveau de 6,14 MeV où apparaissent nettement les transitions vers les niveaux à 3,19 et 3,97 MeV, ce dernier se désexcitant lui-même vers 3,19 MeV.

Chapitre III

DESCRIPTION THEORIQUE DES ISOTOPES PAIRS DU NICKEL

Introduction.

Dans la classification des noyaux stables suivant le nombre croissant de nucléons, les isotopes du nickel sont les derniers noyaux ayant un faible excédent de neutrons par rapport au nombre de protons. D'autre part, ils se situent dans une région très éloignée de celles des noyaux "déformés" dont le spectre présente des bandes de rotation.

Expérimentalement, on sait depuis longtemps qu'il existe, entre autres dans ces noyaux, deux niveaux 2^+ et 3^- fortement excités par (p,p') et (α,α') ayant de grandes probabilités de transition, appelés niveaux collectifs. Un grand nombre de calculs faisant appel à différents modèles ont été faits dans le but d'expliquer le comportement de ces niveaux.

Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'étudier rapidement les principaux modèles utilisés et d'analyser les résultats des calculs concernant les isotopes pairs du nickel. Il apparaît évident que, pour faire une comparaison significative entre ces résultats et les mesures expérimentales, il est insuffisant de se limiter au spectre en énergie mais qu'il faut aussi comparer les propriétés électromagnétiques des niveaux calculés.

1. Le modèle vibrationnel macroscopique

C'est le premier modèle élaboré pour rendre compte des niveaux collectifs du nickel. L'idée est d'assimiler les noyaux à une goutte liquide de forme d'équilibre sphérique : les excitations étant des vibrations de la goutte autour de sa position d'équilibre. Le formalisme d'un tel modèle a été abondamment décrit dans la littérature⁽⁴⁴⁾ et nous nous bornerons à en donner les hypothèses et les résultats.

On peut écrire les vibrations de la surface sous la forme

$$\Delta R = R_0 \left[\sum_{\lambda \mu} a_{\lambda}^{\mu*}(t) Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \right],$$

a_{λ}^{μ} étant les coordonnées collectives

Si l'on calcule l'énergie cinétique et potentielle en se limitant aux premiers termes, l'hamiltonien prend la forme d'un vibreur harmonique

$$H = \frac{1}{2} B_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \left| \dot{a}_{\lambda}^{\mu} \right|^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \left| a_{\lambda}^{\mu} \right|^2$$

on trouve que l'énergie des niveaux suit la loi :

$$E = (N + \frac{1}{2}) \hbar \omega_{\lambda} ..$$

$\hbar \omega_{\lambda}$ étant l'énergie d'un phonon (vibration collective) de pulsation $\omega_{\lambda} = \sqrt{C_{\lambda}/B_{\lambda}}$. Chaque phonon est associé à un moment angulaire λ et une parité $(-1)^{\lambda}$. Les différentes valeurs de λ et de N nous donnent les niveaux formés :

. phonons quadrupolaires $\lambda = 2$

$N = 0$ niveau à zéro phonon 0^{+} : c'est le fondamental

$N = 1$ niveau 2^{+} à 1 phonon

$N = 2$ triplet à 2 phonons 0^{+} , 2^{+} , 4^{+} à une énergie double de celle du niveau à 1 phonon.

$N = 3$ correspond à 5 niveaux dégénérés 0^{+} , 2^{+} , 3^{+} , 4^{+} , 6^{+} à une énergie triple du niveau à 1 phonon etc ...

. phonons octupolaires. Le premier de ces niveaux est un 3^{-} à une énergie double du niveau à 1 phonon.

. le premier niveau hexadécapolaire $\lambda = 4$ $I = 4^{+}$ se trouve à une énergie triple de celle du 2_1^{+} .

Le modèle prévoit des oscillations collectives associées à de forts moments multipolaires électriques avec les règles : $N = \pm 1$; $\Delta N = 0, 2$ étant interdits (transitions E2).

Sur le tableau XVI nous avons essayé de voir dans quelle mesure on retrouve dans les spectres les niveaux prédits par ce modèle. Le choix de ceux-ci a été fait par les schémas de désexcitation. On s'aperçoit, en considérant les résultats de nos expériences, que l'on retrouve quelques niveaux correspondants à ceux du modèle, avec des violations importantes des règles de sélection et qu'il reste beaucoup de niveaux inexpliqués. Ce modèle est une image trop simple pour donner une explication suffisante de la réalité.

Quelques améliorations ont été proposées, nous ne citerons que les plus importantes. Elles consistent essentiellement à introduire un oscillateur anharmonique :

a) On peut introduire dans l'hamiltonien du système les termes en $\dot{\alpha}_\lambda^\mu$ et α_λ^μ d'ordre plus élevé (3ème et 4ème ordre) (Exemple : calculs de Kerman⁽⁴⁵⁾).

Ces calculs permettent de : i) lever la dégénérescence des niveaux à plusieurs phonons ; ii) introduire des transitions $\Delta N = 0, 2$ (faibles) ; iii) expliquer les grands moments quadrupolaires.

Malheureusement ces calculs font intervenir des paramètres dont la signification physique n'apparaît pas évidente.

b) On peut considérer que les paramètres B_λ et C_λ ne sont plus constants mais dépendent des variables α_λ^μ et des vitesses $\dot{\alpha}_\lambda^\mu$.

c) Une généralisation de ce qui précède dérive du modèle unifié de Bohr et Mottelson : elle consiste à associer des excitations élémentaires de particules dans un champ moyen sphérique aux excitations collectives par un hamiltonien d'interaction :

$$H = H_{\text{coll}} + H_{\text{Modèle en couches}} + H_{\text{int}}$$

Les résultats de ce modèle sont très semblables à ceux obtenus par le modèle des couches dans l'approximation R.P.A. que nous analysons au paragraphe suivant.

2. Le modèle en couches

Le modèle macroscopique ne nous renseigne aucunement sur le processus d'interaction entre les nucléons dans le noyau. Si l'on considère le problème à partir des forces nucléaires la description des noyaux repose sur deux hypothèses : i) les forces nucléaires dérivent d'un potentiel ; ii) les forces à deux corps sont prépondérantes dans l'interaction entre les nucléons.

Un système de A nucléons obéit à l'équation de Schrödinger $H\psi = E\psi$, dans laquelle H est l'hamiltonien du système et comprend deux parties : la somme des énergies cinétiques des A nucléons $\sum_{i=1}^A p_i^2/2m$ et la somme des interactions $\sum_{i,j=1}^A v_{ij}/2$.

Ceci est une formulation générale du problème et pour le résoudre il faut connaître l'interaction nucléon-nucléon dans le noyau, qui est différente de celle de deux nucléons libres ne serait-ce que par le principe de Pauli.

Le modèle en couches est basé sur la mise en évidence expérimentale d'une structure en couches d'énergie dans les noyaux. Ceci implique l'existence d'un potentiel moyen dans lequel sont plongés les nucléons. Les couches sont caractérisées par les nombres quantiques N, l, j , et le nombre de places disponibles sur chaque couche est défini par le principe de Pauli. Mais nous savons par ailleurs que les forces nucléaires sont essentiellement à courte portée ; il est donc certain que le potentiel moyen n'absorbe pas toute l'interaction et que les nucléons ne sont pas indépendants dans ce champ. L'hamiltonien sera en fait la somme d'un potentiel moyen et d'une interaction résiduelle à deux corps. La solution du problème consiste alors à déterminer l'espace de configurations par la résolution de l'équation de Schrödinger relative au potentiel moyen et à diagonaliser l'interaction résiduelle dans l'espace ainsi défini pour obtenir les états propres du système. Nous parlerons d'abord des calculs appelés "exacts" qui suivent rigoureusement ce processus en introduisant toutefois certaines approximations.

A) Hypothèse du coeur inerte. Un grand nombre de calculs ont été faits avec l'hypothèse simplificatrice d'un coeur inerte. Le problème général de la diagonalisation dans l'espace complet du modèle en couches est trop vaste. Il est donc nécessaire de limiter le nombre de couches

"actives" et le type de configurations intervenant dans les fonctions d'onde. Auerbach⁽⁴⁶⁾, Cohen et al⁽⁴⁷⁾, ont fait l'hypothèse d'un coeur de ⁵⁶Ni participant seulement à la construction du champ moyen, et les neutrons supplémentaires dits de "valence" se déplaçant dans les couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$.

L'interaction utilisée est appelée "effective" car elle tient compte implicitement de la participation des excitations du coeur aux interactions entre nucléons de valence. La méthode pour déterminer les éléments de matrice de cette interaction consiste à reproduire au mieux les premiers niveaux connus en ajustant les paramètres de la force.

Le champ moyen est construit d'une part en utilisant les énergies de particules indépendantes données par les premiers niveaux de ⁵⁷Ni : $\mathcal{E}(p_{3/2}) = 0$, $\mathcal{E}(f_{5/2}) = 0,78 \text{ MeV}$, $\mathcal{E}(p_{1/2}) = 1,08 \text{ MeV}$; d'autre part, en prenant pour la partie radiale de leurs fonctions d'onde celle de l'oscillateur harmonique. La force comprend une partie centrale (singlet et triplet), tenseur et spin-orbite dont chaque élément est de forme gaussienne ou de Yukawa.

Au tableau XVII nous comparons les résultats de Cohen et Auerbach pour les premiers niveaux avec les résultats expérimentaux. On constate que les résultats sont bons pour les niveaux 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ , 0_2^+ utilisés pour déterminer les paramètres de la force ; mais il y a des différences pour les autres niveaux, qui vont en augmentant au fur et à mesure que l'énergie croît ; de plus, les niveaux de parité négative n'apparaissent évidemment pas. Si l'on veut tester plus particulièrement les fonctions d'onde nous devons comparer les probabilités de transition. Les configurations étant exclusivement formées à partir des neutrons il faut introduire la notion de charge effective. Celle-ci se justifie par le fait qu'on a volontairement tronqué l'espace de configurations et que les protons n'interviennent pas explicitement. Cette charge effective est en fait un paramètre dont on détermine la valeur pour reproduire la probabilité de transition au fondamental $B(E2)$ du premier niveau 2^+ . Auerbach trouve une charge de 1,9 e pour tous les isotopes et Cohen utilise 1,9 e pour ⁵⁸Ni, 1,65 e pour ⁶⁰Ni et 1,45 e pour ⁶²Ni.

L'examen des tableaux XVIII et XIX montre de grandes différences avec les valeurs mesurées, pour les probabilités de transition du 2_2^+ , 4_1^+ et le rapport $\frac{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$: par exemple pour ⁵⁸Ni le rapport expéri-

mental est de 0,06 ; le résultat de Auerbach est 3700 et celui de Cohen 33,1. Ceci montre que, malgré un accord relativement correct sur les énergies, les probabilités de transition sont mal reproduites, les hypothèses du calcul sont donc trop simplistes.

B) Extension de l'espace de configurations. En constatant l'échec des calculs précédents, il semble nécessaire de considérer, non plus les couches "de valence" mais aussi les couches situées en-dessous du niveau de Fermi. Les calculs "exacts" n'ont pas encore été faits sur les isotopes du nickel mais certains théoriciens, ayant obtenu de bons résultats sur des noyaux plus légers, se proposent de les faire (A.P. Zuker). Le problème prend des dimensions très importantes du fait du grand nombre de nucléons en jeu et du grand nombre de configurations possibles : par exemple les calculs de Zuker sur ^{28}Si font intervenir 12 nucléons "actifs" et un mélange de configurations pour construire les niveaux 2^+ . Les résultats obtenus montrent que :

a) sur le très grand nombre de configurations possibles, seules quelques-unes interviennent dans les fonctions d'onde ;

b) ces configurations sont différentes de celles qui apparaissent dans un calcul "tronqué" ;

c) les probabilités de transition et les rapports d'embranchement sont reproduits correctement.

C) Effet d'appariement : le modèle vibrationnel microscopique. Ce modèle a pour but de reproduire les niveaux collectifs vibrationnels à partir de l'interaction nucléon-nucléon. Cette interaction peut être scindée en deux parties, l'une à courte portée, l'autre à longue portée. La première partie est responsable des effets d'appariement des nucléons qui se traduisent par le fait que deux nucléons ont une énergie d'interaction maximale lorsqu'ils sont couplés à $J = 0$. Pour traiter facilement cet effet on utilise la transformation de Bogoliubov-Valatin qui mélange les particules et les trous pour former des entités appelées "quasi-particules".

La transformation construit les opérateurs de création et d'annihilation de quasi particules (ξ_{jm}^+ et ξ_{jm}) à partir des opérateurs agissant sur des particules dans les états (jm) et $(j-m)$

$$\xi_{jm}^+ = u_j n_{jm} + (-1)^{j-m} v_j n_{j-m}^+$$

$$\xi_{jm} = u_j n_{jm}^+ + (-1)^{j-m} v_j n_{j-m}$$

l'état fondamental ou vide de quasi-particule $|F\rangle$ sera défini par les relations $\xi_{jm}|F\rangle = 0$.

Pour calculer le spectre de quasi-particules on applique le principe variationnel à l'état fondamental en minimisant son énergie $E_0 = \langle F | H | F \rangle$ soit $\delta \langle F | H | F \rangle = 0$. On suppose que, dans l'état fondamental, si l'état (jm) est occupé, l'état $(j-m)$ l'est aussi, on utilise donc l'opérateur de création de paire couplée à $J = 0$

$$P_{jm}^+ = (-1)^{j-m} n_{jm}^+ n_{j-m}^+$$

et l'on utilise la fonction d'onde d'essai de Bardeen-Cooper-Schrieffer

$$|BCS\rangle = \prod_{j,m>0} (u_j + v_j P_{jm}^+) |0\rangle$$

$|0\rangle$ est le vide de particules.

On doit avoir la relation : $\langle BCS | \mathcal{N} | BCS \rangle = N$
où N est le nombre de nucléons.

En utilisant l'opérateur de Lagrange λ , le principe variationnel s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial v} \langle BCS | H - \lambda \mathcal{N} | BCS \rangle = 0$$

λ représente le potentiel chimique définissant le niveau moyen de Fermi.

A une quasi particule sont associés l'énergie $\tilde{\epsilon}_v$ par rapport au vrai vide, le gap Δ_v tel que l'énergie nécessaire pour exciter une paire de quasi-particules soit $2\Delta_v$, l'énergie $\tilde{E}_v$ par rapport au vide BCS. Ces grandeurs sont liées par ce que l'on appelle les équations du gap qui dérivent de l'équation précédente :

$$v_v^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\tilde{\epsilon}_v - \lambda}{\sqrt{(\tilde{\epsilon}_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2}} \right]$$

$$u_v v_v = \frac{1}{2} \frac{\Delta_v}{\sqrt{(\tilde{\epsilon}_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2}}$$

$$\tilde{E}_v = \sqrt{(\tilde{\epsilon}_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2}$$

et se résolvent par itérations successives.

L'hamiltonien se met sous la forme $H = E_{\text{BCS}} + \sum_i \tilde{E}_i \xi_i^+ \xi_i + v^{qp}$
 v^{qp} est la partie à longue portée de l'interaction responsable de
 l'interaction entre quasi particules.

1 - L'approximation de Tamm-Dancoff. Les fonctions propres du
 champ moyen sont $|\phi_{\alpha\beta}\rangle = \xi_{\alpha}^+ \xi_{\beta}^+ | \text{BCS} \rangle$ pour l'excitation à deux
 quasi particules associées à une énergie $E_{\alpha} + E_{\beta}$. L'approximation
 T.D.A. consiste à écrire que la fonction d'onde vraie est une super-
 position d'excitations élémentaires du champ moyen :

$$|\phi_{\alpha\beta}^{JM}\rangle = \sum_{\substack{m_{\alpha} \\ m_{\beta}}} (j_{\alpha} j_{\beta} m_{\alpha} m_{\beta} | JM) \xi_{\alpha}^+ \xi_{\beta}^+ | \text{BCS} \rangle$$

$$|\psi_{nJM}\rangle = \sum_{\alpha\beta} x_{\alpha\beta}^{nJ} |\phi_{\alpha\beta}^{JM}\rangle$$

et l'équation du problème s'écrit :

$$\sum_{\alpha\beta} \left\{ (\tilde{E}_{\alpha} + \tilde{E}_{\beta}) \delta_{\alpha\sigma} \delta_{\beta\delta} + \langle \phi_{\alpha\beta}^{JM} | v^{qp} | \phi_{\sigma\delta}^{JM} \rangle \right\} x_{\sigma\delta}^{nJ} = E_{nJ} x_{\alpha\beta}^{nJ}$$

Sans résoudre le problème complet, on peut se faire une idée sur
 certains niveaux en utilisant un modèle schématique. Celui décrit par
 Brown remplace l'interaction à deux corps par un produit d'interac-
 tions à un corps

$$\langle\langle Aa | v | Bb \rangle\rangle = \lambda \langle A | \theta | a \rangle \langle B | \theta | b \rangle$$

les énergies propres sont alors solution de l'équation :

$$\sum_{Aa} \frac{|\langle A | \theta | a \rangle|^2}{\tilde{E}_a + \tilde{E}_a - E} = - \frac{1}{\lambda} .$$

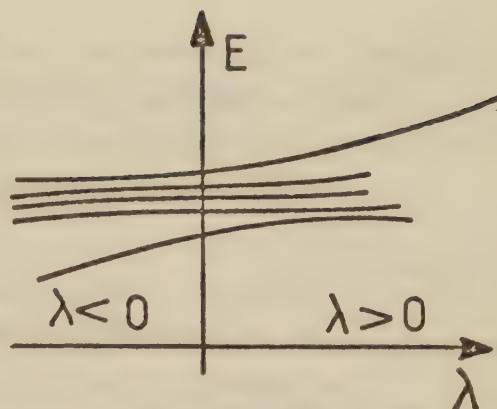
avec les amplitudes

$$x_{Aa} = N \frac{\langle A | \theta | a \rangle}{\tilde{E}_a + \tilde{E}_a - E} .$$

Si l'on représente les valeurs propres E en fonction de λ on
 obtient le schéma suivant :

On voit que pour $\lambda < 0$ un des états descend fortement, et pour $\lambda > 0$ un autre état monte fortement. Les états sont dits "collectifs", car la probabilité de transition de ces niveaux s'écrit :

$$T = \left| \sum_{Aa} X_{Aa} \langle A | t | a \rangle \right|^2$$



où t est l'opérateur de transition, le signe de chaque terme de la somme est celui de X_{Aa} c'est-à-dire celui de $\tilde{E}_a + \tilde{E}_A - E$. Si $E \ll \tilde{E}_a + \tilde{E}_A$ quels que soient a et A , ou si $E \gg \tilde{E}_a + \tilde{E}_A$, tous les termes ont le même signe ; la somme est alors cohérente et la probabilité de transition très grande. Le niveau le plus bas est en général une vibration et celui le plus haut une résonance géante. Pour les autres niveaux, la somme est incohérente et la probabilité de transition reste faible.

2 - L'approximation des phases aléatoires (R.P.A.). Alors que dans l'approximation de Tamm-Dancoff l'état fondamental est un état de particules indépendantes, la R.P.A. admet l'existence dans l'état fondamental de corrélations, c'est-à-dire des configurations à $2n$ quasi-particules. Cette hypothèse permet d'introduire dans les états excités des configurations de séniorité supérieure à 2 sans agrandir l'espace initial de configurations (2 quasi-particules) ceci se fait au prix d'une violation du principe de Pauli. On définit des opérateurs de création et d'annihilation de paires de quasi-particules dans l'état (JM)

$$\mathcal{Q}_{JM}^+(A, a) = \sum_{\substack{m_a \\ m_A}} (j_A \ j_a \ m_a \ m_A | JM) \xi_{j_A m_A}^+ \xi_{j_a m_a}^+$$

et on introduit un nouvel opérateur Q tel que :

$$Q_{nJM}^+ = \sum_{Aa} \left\{ X_{Aa}^n \mathcal{Q}_{JM}^+(Aa) - Y_{Aa}^n \mathcal{Q}_{JM}(Aa) \right\}$$

cette transformation ressemble à celle de Bogoliubov-Valatin avec cette différence qu'il s'agit ici de paires de quasi-particules indépendantes assimilables à des bosons, d'où l'appellation d'approximation de quasi-

bosons. On construira les états excités $|n\rangle$ à partir du fondamental $|g\rangle$ par création ou annihilation d'une paire de quasi-particules

$$|n_{JM}\rangle = Q_{nJM}^+ |g\rangle$$

avec :

$$Q_{nJM} |g\rangle = 0 \text{ quel que soit } n ;$$

le problème revient alors à déterminer une série d'opérateurs Q_{nJM}^+ satisfaisant à cette dernière relation, c'est-à-dire un ensemble de couples (X, Y) .

Si on introduit les opérateurs Q dans l'équation de Schrödinger :

$$[H, Q_n^+] |g\rangle = E_n Q_n^+ |g\rangle$$

on arrive au système d'équations :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ B & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X^n \\ Y^n \end{bmatrix} = E_n \begin{bmatrix} X^n \\ -Y^n \end{bmatrix}$$

la matrice A définit les diffusions de paires de quasi-particules, c'est la même matrice qui résulte des calculs en approximation Tamm-Dancoff.

La matrice B relie les configurations particule-trou aux configurations trou-particule.

La condition de validité de l'approximation s'écrit :

$$\langle g | N_A | g \rangle = \langle g | N_a | g \rangle \neq 0$$

c'est-à-dire que la probabilité pour un état particule-trou Aa d'être occupé dans l'état fondamental est négligeable cela est vrai si le nombre de paires particule-trou dans l'état fondamental est très petit devant le nombre possible d'états particule-trous.

Les approximations T.D.A. et R.P.A. ont servi de cadre pour un très grand nombre de calculs. Nous présentons ici d'une part deux calculs types, l'un utilisant une interaction delta et l'autre un potentiel réaliste, et d'autre part les calculs que nous avons faits avec les programmes mis au point par Gillet, Giraud et Rho⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾.

a) Calculs de Plastino et al.⁽⁵⁰⁾

Ces calculs utilisent une interaction delta de surface. Green⁽⁵¹⁾ et Arvieu et al.⁽⁵²⁾ ont montré que cette interaction est, bien que simple, une approche raisonnable de l'interaction résiduelle. Nous en rappelons les caractéristiques essentielles :

- Les éléments de matrice n'ont pas de dépendance radiale.
- Le seul paramètre ajustable est l'intensité de la force.
- L'interaction de surface reproduit les effets à longue et courte portée
- Le nombre de quasi-particules (seniorité) est un bon nombre quantique.

Les calculs sur les isotopes du nickel sont réalisés avec l'hypothèse de l'interaction entre les nucléons de valence. L'intensité de la force est calculée pour rendre compte des premiers niveaux des noyaux impairs et de la différence de masse entre noyaux pairs et impairs.

Les énergies calculées reproduisent grossièrement le spectre des premiers niveaux. Il y a des différences sur la position du second 0^+ et des niveaux situés au-dessus du triplet $0^+ 2^+ 4^+$. Le principal résultat est que cette interaction reproduit le caractère fortement collectif du premier niveau 2^+ .

b) Calculs de Alzetta et al.⁽⁵³⁾

Dans le tableau XVII nous avons comparé des valeurs données par le calcul "exact" (Auerbach⁽⁴⁶⁾, Cohen⁽⁴⁷⁾) et la T.D.A. (Gambhir, Raj⁽⁵⁴⁾) : il n'y a pas une grande différence entre les résultats ; ces deux types de calculs présentent les mêmes défauts concernant les niveaux à haute énergie (> 3 MeV) et les probabilités de transition. Les calculs que nous allons analyser présentent plusieurs particularités intéressantes.

. L'espace de valence inclut la couche $g_{9/2}$ de façon à construire les états 3^- , son énergie est un paramètre, la valeur 3,5 MeV semble donner les meilleurs résultats.

. L'interaction à deux corps est dérivée d'un potentiel de Tabakin en tenant compte des excitations particule-trou du coeur.

. Les opérateurs électromagnétiques effectifs sont calculés à partir de ce potentiel.

L'intérêt de partir d'une force réaliste est que, en principe, le calcul se fait sans paramètre et que, d'autre part, la signification de l'interaction utilisée apparaît plus directement. La méthode de dérivation a été exposée par Kuo et Brown⁽⁵⁵⁾. Elle consiste à substituer à l'interaction U la matrice de réaction G de Brueckner $G = V - \frac{Q}{e} G$ où Q est l'opérateur de Pauli qui empêche la diffusion dans les états occupés, et le dénominateur e est la différence des énergies entre les états de départ et les états intermédiaires. Deux méthodes de résolution sont utilisées : la méthode de séparation de Scott⁽⁵⁶⁾

la méthode du spectre de référence

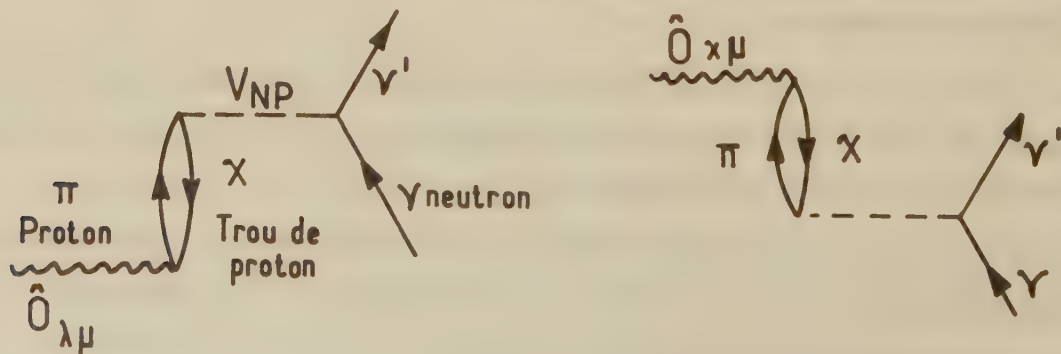
(méthode par itération)

Kuo et Brown⁽⁵⁵⁾ ont montré les profondes modifications sur les éléments de matrices qui interviennent d'une part en introduisant les couches $1g_{9/2}$ et $1f_{7/2}$ et d'autre part en considérant les processus d'interaction de deux nucléons de valence par l'intermédiaire des excitations du coeur. Les calculs d'Alzetta⁽⁵³⁾ tiennent compte de ces différentes corrections (sauf pour $1f_{7/2}$).

Les calculs sont faits en Tamm-Dancoff à $2qp$ (QTD) et à $2qp + 4qp$ (QSTD).

Les énergies calculées figurent au tableau XX. L'accord est assez bon et s'étend au-delà des premiers niveaux, mais il faut noter que, si les différences d'énergie entre QTD et QSTD ne sont pas très prononcées, dès les niveaux 2_2^+ , 4_2^+ , 3^+ , la proportion de $4qp$ devient importante.

Le calcul des probabilités de transition se fait à partir d'opérateurs électromagnétiques effectifs. Le potentiel neutron-proton est responsable de la transmission de l'interaction électromagnétique. On peut représenter graphiquement les éléments de matrice :



qu'on peut écrire :

$$-\sum_{\pi\chi} \left[\langle \nu'\chi | V_{NP} | \nu\pi \rangle \frac{q}{e^-} \langle \pi | \hat{O}_{\lambda\mu} | \chi \rangle + \langle \chi | \hat{O}_{\lambda\mu} | \pi \rangle \frac{q}{e^+} \langle \nu'\eta | V_{NP} | \nu\chi \rangle \right]$$

$$= \langle \nu' | \hat{O}_{\lambda\mu}^{\text{eff}} | \nu \rangle$$

avec $e_{\pm} = E_{\pi}^0 - E_{\lambda}^0 \pm (E_{\nu'}^0 - E_{\nu}^0)$

Ce qui définit l'opérateur effectif. La charge effective $e_{\lambda}(\nu', \nu)$ sera :

$$e_{\lambda}(\nu', \nu) = \langle \nu' | \hat{O}_{\lambda}^{\text{eff}} | \nu \rangle / \langle \nu' | \hat{O}_{\lambda} | \nu \rangle_{\text{référence}}$$

Les résultats obtenus pour le premier niveau 2^+ sont peu différents de ceux que l'on aurait avec une charge effective de 1 pour les neutrons et sont de l'ordre de 0,1 à 0,2 fois les résultats expérimentaux.

c) Calculs effectués à partir des codes de Gillet, Giraud et Rho (48, 49).

Dans les calculs précédents, les énergies de Hartree-Fock ne sont pas calculées par la méthode variationnelle qui est trop compliquée, mais sont traitées comme des paramètres ajustables. Il en est de même pour les coefficients de la force. La détermination de ces paramètres n'est pas univoque et c'est pour cette raison que Gillet, Giraud et Rho ont proposé une méthode phénoménologique : elle consiste à inverser les équations de gap (IGE)⁽⁴⁸⁾. On fait l'hypothèse que les premiers niveaux des noyaux pair-impairs sont des états purs à une quasi-particule. Dans ces noyaux on relie les énergies de Hartree-Fock et la profondeur du puits de potentiel aux énergies de quasi-particules.

Méthode d'inversion des équations du gap.

Nous avons vu que le principe variationnel imposait la condition

$$\frac{\partial}{\partial \nu} \langle \text{BCS} | H - \lambda N | \text{BCS} \rangle = 0$$

en représentation de quasi-particules

$$H' = H - \lambda N = E_{\text{BCS}} + \sum_{\nu} E_{\nu} \xi_{\nu}^{\dagger} \xi_{\nu} + \nu q p$$

E_{BCS} est l'énergie du fondamental et E_v celle d'une quasi-particule indépendante dans l'état

$$E_v = \left[(\tilde{E}_v - \lambda)^2 + \Delta_v^2 \right]^{1/2}$$

si on admet que E_{BCS} et λ varient linéairement avec le nombre de nucléons et si B_N est l'énergie du fondamental du noyau à N nucléons, l'énergie la plus basse du spectre pair-impair sera :

$$E_{v_0} = \frac{1}{2} [2B_N - B_{N+1} - B_{N-1}]$$

et un état excité à 1 quasi-particule aura pour énergie :

$$E_v^* = E_v - E_{v_0}$$

on définit la matrice :

$$M_{vv'} = - \frac{1}{4} \left[\frac{2j_{v'} + 1}{2j_v + 1} \right]^{1/2} \frac{\langle (vv)0 | \tilde{V} | (v'v')0 \rangle}{E_v}$$

où $\tilde{V}$ est la force avec une profondeur de - 1 MeV.

Le problème à résoudre est de la forme $M\Delta'(\omega) = \omega\Delta'(\omega)$, la valeur propre satisfaisante ω est telle que $V_0 = -\frac{1}{\omega}$; Δ' est à un coefficient près le gap ; ainsi, en reprenant les équations dérivées du principe variationnel, on retrouve toutes les quantités v_v et $\tilde{E}_v$ nécessaires au calcul.

Ces valeurs sont naturellement calculées pour les noyaux pair-impairs et en démontrant qu'elles varient peu d'un noyau à l'autre, on fera une interpolation linéaire pour avoir les valeurs correspondantes des noyaux pair-pairs.

Il est intéressant, pour justifier la validité des résultats, d'étudier leur sensibilité aux valeurs E_v déterminées expérimentalement, Gillet et al. ont présenté cette étude⁽⁴⁸⁾. En résumé, on peut dire que V_0 est sensible aux différences de masse B_N (que l'on suppose bien connues) et à l'espace du modèle en couches considéré ; il varie approximativement comme l'inverse du nombre de couches utilisées mais dépend peu des valeurs E_v .

L'énergie $\tilde{E}_v$ est très sensible à la valeur E_v et dépend peu de l'espace de configuration. Il en est de même pour le nombre d'occupation v_v et le gap Δ_v .

On peut considérer que l'hypothèse des niveaux de quasi-particule est justifiée ; par exemple les calculs Tamm Dancoff de Gambhir⁽⁵⁴⁾ montrent que pour les premiers niveaux des isotopes impairs, le pourcentage de 3 quasi-particules est inférieur à 9% sauf pour l'état $1/2^-$ de ^{59}Ni et ^{65}Ni où il est de 19%.

Le calcul IGE. Ce calcul ne concerne que les neutrons pour lesquels nous avons considéré les couches actives : $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$.

Les énergies de fondamentaux E_{ν_0} sont déterminées à partir des énergies de liaison des noyaux voisins.

$$E_{\nu_0} \approx \frac{1}{2} [2B_N - B_{N+1} - B_{N-1}]$$

Ces énergies ont été calculées à partir des tables de Mattauch et al.⁽⁵⁷⁾. Si E_{ν}^* sont les énergies expérimentales et E_{ν} les énergies de quasi-particules : $E_{\nu} = E_{\nu}^* + E_{\nu_0}$.

Nous donnons ici les différentes réactions qui nous ont permis d'établir l'ensemble des valeurs E_{ν}^* .

^{57}Ni : $^{58}\text{Ni} (d,t)^{(58)}$; $^{58}\text{Ni} (^3\text{He},\alpha)^{(61)}$

^{59}Ni : $^{59}\text{Ni} (d,p)^{(59)}$; $^{60}\text{Ni} (^3\text{He},\alpha)^{(61)}$; $^{60}\text{Ni} (d,t)^{(58)}$

^{61}Ni : $^{60}\text{Ni} (d,p)^{(60)}$; $^{62}\text{Ni} (^3\text{He},\alpha)^{(61)}$; $^{62}\text{Ni} (d,t)^{(58)}$

^{63}Ni : $^{62}\text{Ni} (d,p)^{(21)}$; $^{64}\text{Ni} (^3\text{He},\alpha)^{(61)}$; $^{64}\text{Ni} (d,t)^{(58)}$

^{65}Ni : $^{64}\text{Ni} (d,p)^{(21)}$;

L'ensemble des valeurs E_{ν} figure sur le tableau XXI en colonne 3. Les résultats de IGE sont : la profondeur du puits de potentiel V_0 , les probabilités d'occupation v_{ν}^2 , le "gap" en énergie Δ_{ν} . Les énergies $\tilde{E}_{\nu}$ sont obtenues à partir des grandeurs $\tilde{g}_{\nu} = \tilde{E}_{\nu} - \lambda$ par différence : $\tilde{E}_{\nu'} - \tilde{E}_{\nu} = \tilde{g}_{\nu'} - \tilde{g}_{\nu}$.

En première colonne nous avons noté l'erreur relative $\delta\langle N \rangle / N$ comme résultat du test en χ^2 visant à vérifier l'équation

$$\sum_{\nu} \frac{(2j_{\nu} + 1) \tilde{g}_{\nu}}{2E_{\nu}} = \frac{1}{2} \sum_{\nu} (2j_{\nu} + 1) - N.$$

Ces résultats peuvent être comparés à ceux de Gillet et al.⁽⁴⁸⁾, les énergies E_v sont différentes, nos valeurs étant plus précises et en particulier l'énergie $E(1g_{9/2})$ sensiblement plus faible dans notre détermination, ceci entraîne des modifications de $v(1g_{9/2})$. Notons que le fondamental de ^{63}Ni devient $1f_{5/2}$ au lieu de $2p_{1/2}$, et $v(2p_{1/2})$ passe de 0,67 à 0,35.

Les résultats du calcul IGE correspondent aux isotopes impairs du nickel. Il faut donc en déduire les valeurs E_v , V_0 , v_v , Δ_v et $\tilde{g}_v$ pour les isotopes pairs. Ces grandeurs varient lentement en fonction du nombre de nucléons et nous avons interpolé linéairement les valeurs entre deux noyaux impairs voisins.

Pour les protons nous avons considéré des particules dans les couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ et les trous dans les couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$. Ces énergies de particules et de trous sont extraites des spectres des isotopes de cuivre et de cobalt. Par exemple pour le ^{58}Ni , les énergies de particules sont données par le spectre du ^{59}Cu et celles des trous par le spectre du ^{57}Co :

$$E_{v\text{part.}} = B(^{58}\text{Ni}) - B(^{59}\text{Cu}) + E_{v\text{part.}}^*$$

$$E_{v\text{trou}} = B(^{58}\text{Ni}) - B(^{57}\text{Co}) + E_{v\text{trou}}^*$$

Les énergies expérimentales sont extraites de la littérature : pour les énergies du cobalt des travaux $^{58,60,62,64}\text{Ni}(t,\alpha)$ de Blair et Armstrong⁽⁶²⁾, pour ^{59}Cu et ^{65}Cu des expériences (α,t) de Roussel⁽⁶³⁾, pour ^{61}Cu de $^{60}\text{Ni}(^3\text{He},d)$ de Pullen et Rosner⁽⁶⁴⁾ et pour ^{63}Cu de $^{62}\text{Ni}(^3\text{He},d)$ de Blair⁽⁶⁵⁾. Les valeurs E_v sont représentées sur le tableau XXII.

L'interaction effective.

L'interaction résiduelle effective utilisée dans les calculs est une force centrale de forme gaussienne⁽⁶⁶⁾ de portée $\mu = 1,67$ fm déterminée à partir des expériences de diffusion⁽⁶⁷⁾

$$V_c = V_0(r) + V_\sigma(r) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + V(r) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 + V(r) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2$$

que l'on peut écrire sur la base des projecteurs

$$P_3^\sigma = \frac{3 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2}{4} \text{ projecteur sur l'état triplet de spin}$$

$$P_1^\sigma = \frac{1 - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2}{4} \text{ projecteur sur l'état simplet de spin}$$

soit $V_c = V_0 \exp \left[-\left(\frac{r}{\mu}\right)^2 \right] \left[{}^{11}V P_1^\sigma P_1^\tau + {}^{13}V P_1^\sigma P_3^\tau + {}^{31}V P_3^\sigma P_1^\tau + {}^{33}V P_3^\sigma P_3^\tau \right]$

avec le tableau de correspondance

	S	T	L	
${}^{11}V$	0	0	-	force singlet impair
${}^{13}V$	0	1	+	force singlet pair
${}^{31}V$	1	0	+	force triplet pair
${}^{33}V$	1	1	-	force triplet impair

Il y a donc 5 paramètres pour la force : V_0 est déterminé par I.G.E. Seuls les termes ${}^{13}V$ et ${}^{33}V$ ($T = 1$) interviennent pour des nucléons identiques, le paramètre $\alpha = \frac{{}^{33}V}{{}^{13}V}$ à la suite d'une étude de Gillet et al. est pris égal à - 0,4, valeur que nous conserverons. Les termes ${}^{31}V$ et ${}^{11}V$ sont responsables des corrélations proton-neutron, en fait, seul ${}^{31}V$ joue un rôle important pour les états de parité positive. ${}^{11}V$ qui est un terme mineur est pris égal à 1 et nous avons fait les calculs pour deux valeurs de ${}^{31}V$, 1,05 et 1,25 : cette dernière valeur est celle utilisée par Gillet et al. pour le calcul des isotones $N = 50$ et l'autre était déjà utilisée pour les isotopes du nickel et conduit à des résultats nettement meilleurs.

L'espace de configurations.

Nous avons fait les calculs pour les niveaux 2^+ , 4^+ , 3^- et 5^- . L'espace de configurations est définie comme suit :

- les configurations de neutrons à deux quasi-particules dans les couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ et les configurations 1 particule-1 trou de neutron sur l'ensemble des couches,
- les configurations 1 particule-1 trou de protons sur l'ensemble des mêmes couches.

En utilisant les conventions de numérotation suivantes :

$$1d_{3/2} = 4 ; 2s_{1/2} = 5 ; 1d_{5/2} = 6 ; 1f_{7/2} = 7 ; 2p_{3/2} = 8 ;$$

$$1f_{5/2} = 9 ; 2p_{1/2} = 10 ; 1g_{9/2} = 11$$

les configurations correspondant aux différents spins sont :

$$\begin{aligned}
 2^+ & \left[\begin{matrix} 8/8 ; 9/9 ; 11/11 ; 8/9 ; 8/10 ; 9/10 \\ 4/5 ; 4/6 ; 5/6 ; 4/4 ; 6/6 ; 7/7 \end{matrix} \right] , \left[8/7 ; 9/7 ; 11/4 \right] \\
 4^+ & \left[\begin{matrix} 9/9 ; 11/11 ; 8/9 \\ 4/4 ; 4/6 ; 7/7 \end{matrix} \right] , \left[\begin{matrix} 8/7 ; 9/7 ; 10/7 ; 11/4 ; 11/5 ; 11/6 \\ 8/7 ; 9/7 ; 10/7 ; 11/4 ; 11/5 ; 11/6 \end{matrix} \right] \\
 3^- & \left[\begin{matrix} 8/11 ; 9/11 \\ 4/7 ; 5/7 ; 6/7 \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} 8/4 ; 8/6 ; 9/4 ; 9/5 ; 9/6 ; 10/4 \\ 8/4 ; 8/6 ; 9/4 ; 9/5 ; 9/6 ; 10/4 ; 11/7 \end{matrix} \right] \\
 5^- & \left[11/8 ; 11/9 ; 11/10 \right] , \left[9/4 ; 11/7 \right] , \left[4/7 ; 6/7 \right] , \left[9/4 ; 11/7 \right]
 \end{aligned}$$

Le tableau XXIII donne la liste des niveaux calculés avec les composantes de la fonction d'onde supérieures à 5% du total.

Discussion des résultats : Le tableau XXIV est une comparaison entre les énergies expérimentales et les énergies calculées. Compte-tenu que les énergies sont très sensibles aux composantes de la force effective on peut dire que l'accord est particulièrement bon tant sur les énergies que sur la densité des niveaux 2^+ et 4^+ jusqu'à environ 4 MeV d'excitation. Au-delà, relativement peu de spins sont connus ; toutefois on constate que la densité des niveaux calculés devient inférieure à celle des niveaux expérimentaux. Ceci peut se justifier par la contribution des configurations de 4 quasi-particules que l'on s'attend à voir apparaître vers 4 MeV.

L'examen des fonctions d'onde montre qu'il y a une très grande analogie entre les quatre isotopes, c'est en effet ce que l'on observe expérimentalement. D'autre part on peut classer les niveaux en 3 catégories suivant les configurations majeures de la fonction d'onde. Prenons l'exemple du ^{58}Ni .

*dans une première catégorie nous regroupons les états de quasi-particules dont la fonction d'onde est formée par les configurations des neutrons de valence.

les niveaux 2^+ (1,31 ; 2,55 ; 2,92 ; 3,18 ; 3,33 ; 3,61 et 5,90) MeV

les niveaux 4^+ (2,16 ; 3,44 ; 6,12) MeV

les niveaux 3^- (4,06 ; 3,53 ; 6,26) MeV

le premier niveau 5^- : 5,15 MeV.

*la seconde catégorie est formée par les niveaux particule-trou du coeur de neutrons.

2^+ (4,68 ; 6,31) MeV

4^+ (4,95 ; 5,44 ; 5,94) MeV

3^- (7,75 ; 8,14) MeV

* la troisième catégorie comprend les niveaux particule-trou du coeur de protons

2^+ (4,68 ; 5,20) MeV

4^+ (3,68 ; 4,46 ; 4,82) MeV

3^- (6,54 ; 7,55) MeV

Une classification semblable peut être faite pour les autres isotopes.

Les probabilités de transition : L'une des particularités les plus intéressantes est que le calcul des probabilités de transition se fait sans charge effective puisqu'il intervient des excitations du coeur.

On distingue deux types d'opérateurs, l'un électromagnétique (E.M.) projette sur les composantes particule-trou du coeur de protons et l'autre $\Delta T = 0$ (isoscalaire) fait participer tous les nucléons. C'est-à-dire qu'une forte transition électromagnétique implique une vibration du coeur alors qu'une forte transition $\Delta T = 0$ dénote une contribution cohérente du coeur et des particules externes.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des transitions E.M. (en U.W.) pour les niveaux 2_1^+ et 3_1^-

	^{58}Ni		^{60}Ni		^{62}Ni		^{64}Ni	
	Calcul	Exp	Calcul	Exp	Calcul	Exp	Calcul	Exp
2_1^+	1,03	9,8	2,3	12	2,5	21	1,9	15
3_1^-	6,7	13,3	7,3	18,7	4,1	17	4,3	17

On constate :

- que les valeurs calculées pour les 3^- sont supérieures à celles du 2^+ ; ceci s'explique par le fait que les contributions du coeur sont beaucoup plus importantes pour un 3^- que pour un 2^+

- que les valeurs calculées sont plus faibles que les valeurs expérimentales ; pour l'état 3^- il y a un facteur 2 à 3 qui s'explique par la limitation de l'espace de configuration, pour l'état

2^+ il y a un facteur de 5 à 10 et dans ce cas il semble que même en élargissant l'espace on n'arrive pas à retrouver les grandes probabilités expérimentales. Le tableau XXIV bis donne l'ensemble des résultats sur les probabilités de transition associées aux niveaux calculés.

Chapitre IV

CLASSEMENT DES NIVEAUX

Dans ce chapitre nous essayons, à partir des résultats expérimentaux décrits au chapitre II, de faire un classement dans les niveaux étudiés. Pour cela, nous nous basons sur le fait que les transitions électromagnétiques associées à un niveau permettent de l'identifier dans le spectre d'une réaction et de le classer suivant le ou les états vers lesquels il se désexcite.

Il est apparu au chapitre précédent que l'une des causes essentielles de l'échec des calculs faits sur les isotopes pairs du nickel était l'hypothèse d'un coeur inerte de ^{56}Ni . Pour cette raison il est intéressant d'étudier le rôle des nucléons du coeur dans les niveaux excités et en particulier celui des protons.

1. Contribution des protons. Expérience $^{59}\text{Co}(^3\text{He}, d\gamma)^{60}\text{Ni}$

Nous allons étudier successivement les résultats des distributions angulaires de deutons et ceux apportés par l'étude des transitions électromagnétiques.

A) La réaction de transfert ($^3\text{He}, d$). Les études faites sur ^{59}Co permettent de faire l'hypothèse que l'état fondamental est représenté par un trou de proton dans la couche $f_{7/2}$. Le transfert d'un proton sur le noyau conduit en principe à des structures (lp - lt) de proton avec les configurations $[f_{7/2}^{-1}, p_{3/2}]$, $[f_{7/2}^{-1}, p_{5/2}]$ et $[f_{7/2}^{-1}, p_{1/2}]$, ce qui est confirmé par l'expérience.

En effet les premiers niveaux de ^{60}Ni , réputés collectifs, sont faiblement excités. Le premier niveau à grande section efficace se trouve vers 3,68 MeV : transfert $L = 1$, conduisant à la configuration $[f_{7/2}^{-1}, p_{3/2}]$. L'énergie calculée d'une telle configuration à partir de celles de particules indépendantes (tableau XXII) est 4,73 MeV soit une énergie d'interaction (p - t) de 1,05 MeV : cette valeur est voisine de celle mesurée dans les expériences $^{113,115}\text{In}(^3\text{He}, d)$ $^{114,116}\text{Sn}$ (68).

L'énergie calculée pour la configuration suivante : $[f_{7/2}^{-1}, f_{5/2}]$ est 5,71 MeV ; la contribution $L = 3$ n'a pas été analysée par Ballini et al (15) mais l'expérience $^{59}\text{Co}(d, n)$ ^{60}Ni (75) montre un transfert important $L = 3$ vers 5 MeV.

Enfin l'énergie calculée pour la configuration $[f_{7/2}^{-1}, p_{1/2}]$ est 5,21 MeV ; or, nous trouvons vers 4,40 MeV un second groupe de niveaux ($L = 1$) que l'on peut attribuer au transfert sur la couche $p_{1/2}$.

Le spectre de deutons présente une densité relativement faible de niveaux. En termes de configurations simples, on aurait, jusqu'à 6 MeV d'excitation, 12 niveaux, cela correspond au nombre de niveaux analysés par Ballini et al (15).

Enfin l'état fondamental de ^{60}Ni correspond à un transfert $L = 3$ avec un facteur spectroscopique important ($C^2S = 4,7$). Ceci est confirmé par l'expérience $^{59}\text{Co}(\alpha, t)$ de Bruge et al (73) où il apparaît fortement excité : le transfert $L = 3$ étant nettement favorisé par cette réaction.

B) Informations apportées par les transitions γ associées.

a) A l'aide des courbes de niveaux et des schémas de désexcitation connus par $(p,p'\gamma)$ sur ^{60}Ni , nous avons mis en évidence un grand nombre de multiplets. Ceux-ci auraient pu être trouvés dans une expérience à très bonne résolution en particules (analyse magnétique) avec des temps d'expérience du même ordre.

b) Les transitions γ observées. Les niveaux $(1p - 1t)$ se désexcitent en principe vers l'état fondamental alors que les états que nous observons ont un comportement différent. La plupart des transitions se font vers les niveaux $2,16 (2_2^+)$; $2,50 (4_1^+)$; $2,63 (3_1^+)$; $3,68 (4_3^+)$. Or le calcul montre que les transitions vers 0_1^+ et 2_1^+ sont en principe aussi probables que celles observées ; il y a donc une interdiction qui ne peut venir que de la structure des niveaux.

En comparant les niveaux de ^{60}Ni excités par (p,p') et $(^3\text{He},d)$, nous pouvons grouper ces derniers en deux catégories.

- Les niveaux à $4,41$; $4,47$; $4,79$; $5,10$; $5,27$; $5,39$; $5,41$; $5,50$; $5,79$ MeV dont les plus intenses se désexcitent par le niveau à $3,68$ MeV lui-même fortement excité par $(^3\text{He},d)$. Ces niveaux sont faiblement excités par (p,p') et on peut dire que leur configuration prédominante est du type particule-trou de proton.

- Les niveaux à la fois fortement excités par $(^3\text{He},d)$ et (p,p') ; ce sont des niveaux collectifs c'est-à-dire dont la probabilité d'excitation par (p,p') est de plusieurs unités de Weisskopf. C'est le cas des niveaux à $3,68$ MeV (4^+) $4,974 (5^-)$, $5,111$ MeV (4^+) .

L'excitation du niveau 5^- appelle une remarque : en effet, elle implique un transfert $L = 4$ en principe peu favorisée par la réaction, il est d'ailleurs beaucoup plus excité par (α,t) pour des raisons de cinématique. Nous trouvons une situation analogue dans ^{64}Ni où le niveau 5^- à $3,86$ MeV est fortement excité par la réaction $^{65}\text{Cu}(t,\alpha)$ (89) avec un transfert $L = 4$.

Etant donné l'intensité de ces niveaux on peut faire l'hypothèse d'un mécanisme de transfert via une excitation du coeur (70).

Les niveaux de ce groupe se désexcitent essentiellement soit directement, soit par cascade vers les niveaux 2,16 (2_2^+) ; 2,50 (4_1^+) et 2,63 (3_1^+) MeV. Or ceux-ci présentent la particularité d'être excités par la réaction $^{61}\text{Ni}(d,t)^{(69)}$ avec un transfert de neutron $L = 3$, alors que dans cette réaction, le fondamental et le 2_1^+ sont associés à des transferts $L = 1$, c'est-à-dire que les trois niveaux précédents présentent 2 neutrons célibataires sur les couches $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$.

On peut donc tirer deux conclusions de ces observations :

- Les protons du coeur jouent un rôle important dans les configurations des niveaux dits "collectifs" ;

- La désexcitation des niveaux du second groupe formés par ($^3\text{He},d$) peut s'expliquer par des corrélations proton-neutron.

2. Classement des niveaux.

L'existence, dans le spectre des isotopes pairs du nickel, de niveaux fortement excités par (p,p') et (α,α') conduit à la notion de niveaux collectifs (Satchler ⁽⁷⁴⁾). Ces niveaux sont du type vibrationnel (noyau quasi-sphérique).

Une probabilité réduite de transition est, dans sa forme la plus générale, la somme d'un terme correspondant à une variation nulle de l'isospin (isoscalaire) et d'un terme correspondant à une variation non nulle de l'isospin (isovecteur). La probabilité de transition associée à une excitation (α,α') ne fait intervenir que le premier terme; l'opérateur de cette transition s'écrit ⁽⁷⁶⁾

$$O(IS) = \frac{1}{2} \sum_{\text{nucléons}} r^L Y_L(\Omega)$$

soit une probabilité de transition réduite :

$$B(IS, J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |M(IS)|^2$$

$$M(IS) = Z/A < J_f \left| \sum_{\text{nucléons}} r^L Y_L \right| J_i >$$

Une transition électro-magnétique fait intervenir l'opérateur :

$$O(EM) = \sum_{\text{protons}} r^L Y_L^M(\Omega)$$

soit une probabilité de transition :

$$B(EM, J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |M(EM)|^2$$

$$M(EM) = \langle J_f | \sum_{\text{protons}} r^L Y_L | J_i \rangle$$

or $Z/A \approx 1/2$ et, pour une vibration, les nombres de protons et de neutrons intervenant dans l'état excité sont approximativement égaux ce qui implique que les probabilités de transition ($\Delta T = 0$) et (EM) sont dans un rapport égal à 1. Ceci pourrait être un test pour mettre en évidence les niveaux vibrationnels.

Dans le tableau XXV nous avons consigné les valeurs de probabilités réduites $\Delta T = 0$ à partir des valeurs de β_L déterminées par Inoue ⁽³⁴⁾ et Jarvis et al ⁽³³⁾. En fait, si on compare ces valeurs à celles trouvées par (e,e') ⁽⁸⁸⁾ et par désexcitation γ , on s'aperçoit que l'accord n'existe que pour quelques niveaux dont les 2_1^+ et 3_1^- .

La situation expérimentale est en fait beaucoup plus complexe et nous allons utiliser les transitions électromagnétiques pour tenter de l'éclaircir. Nous allons montrer qu'elles présentent une régularité qui implique une certaine structure des niveaux.

Dans ce qui suit, nous allons considérer successivement les niveaux de parité négative et ceux de parité positive.

A) Les niveaux de parité négative.

. Niveau collectif 3_1^- : les caractéristiques de ce niveau dans chaque isotope sont données par le tableau suivant :

	^{58}Ni	^{60}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
Energie (MeV)	4,475	4,042	3,74	3,56
Transition γ Etat final	2_1^+	2_1^+ 2_2^+	2_1^+ 2_2^+	2_1^+ 0_1^+
Embranchement (probabilités réduites)	100	35 65	15 85	97 3

Les transitions sont du type monopolaire électrique (E1) presque pures ($\sqrt{M2/E1} \approx 10^{-3}$) et la probabilité réduite mesurée par Bertin ⁽³⁷⁾ pour ^{58}Ni est $B(E_1, 3_1^- \rightarrow 2_1^+) = 10^{-3}$ U.W et celle que nous avons mesurée pour ^{60}Ni : $B(E1, 3_1^- \rightarrow 2_2^+) = 2 \cdot 10^{-3}$ U.W., ce qui rentre bien dans le cadre de l'étude systématique des transitions de type E1 de Perdrisat ⁽⁷⁸⁾.

. Niveau collectif 3_2^- : Par la réaction (α, α') ⁽⁷³⁾ plusieurs niveaux 3^- ont été mis en évidence à haute énergie d'excitation.

Un de ces niveaux présente, par (α, α') et désexcitation γ , les mêmes caractéristiques que le niveau 3_1^- . Il s'agit du niveau : 6,84 MeV dans ^{58}Ni , 6,20 MeV dans ^{60}Ni et 6,32 MeV dans ^{62}Ni ; on peut donc l'identifier au second niveau collectif suggéré par Veje ⁽²⁰⁾.

. Excitations 3^- du coeur : Les autres niveaux 3^- présentent la particularité d'avoir une forte transition γ vers l'état fondamental. Cette transition est en principe fortement défavorisée vis-à-vis de celle vers le niveau 2_1^+ . Il y a donc une évidente interdiction de cette dernière due à une différence de structure entre les niveaux 3^- et 2_1^+ . L'étude de ces niveaux nous a été suggérée par Gillet, dans le but de mettre en évidence des excitations simples du coeur.

Bloch, Cindro et Harar ⁽⁷¹⁾ ont précisé les caractéristiques de tels états :

- densité constante lorsque les couches de valence se remplissent

- position en énergie à peu près constante en passant d'un isotope à l'autre

- ces niveaux doivent être fortement excités par un mécanisme faisant intervenir un opérateur à un corps (p,p'), (α,α') et l'opérateur de transition électromagnétique.

Les expériences (p,p' γ) mettent en évidence des niveaux intenses associés à une transition à l'état fondamental dont certains correspondent à $J = 3^-$.

Il s'agit des niveaux :

^{58}Ni : 5,803(4^+) ; 6,024(3^-) ; 6,174 ; 6,402 ; 6,475 ; 7,05 ; 7,58(3^-) ;
7,81(3^-) ; 8,11 MeV

^{60}Ni : 5,50 ($2^+, 4^+$) ; 6,15(3^-) ; 6,52(3^-) ; 7,01(3^-) MeV

^{62}Ni : 6,32(3^-) ; 7,17 ; 7,60 ; 7,70 ; 8,20 MeV

^{64}Ni : 6,46 ; 7,02 ; 7,22 ; 7,73 ; 8,24 MeV

Les niveaux de parité négative (3^-) sont construits à partir de la configuration ($f_{7/2}^{-1}$, $g_{9/2}$). Cette configuration est à peu près pure car la couche $g_{9/2}$ ne fait pratiquement pas intervenir les neutrons de valence. Ceci explique que pour ces niveaux la transition au fondamental soit favorisée. Il est évident qu'il y a d'autres configurations possibles telles ($d_{5/2}^{-1}$, $p_{3/2}$) et ($d_{3/2}^{-1}$, $p_{3/2}$) comme le montre le calcul R.P.A. mais l'interaction des neutrons dans la couche $p_{3/2}$ est responsable du mélange de configurations qui rend une transition au fondamental moins probable.

Ces niveaux sont en principe des excitations $\Delta T = 0$ et font intervenir aussi bien des protons que des neutrons; le fait que ces niveaux n'apparaissent pas en (He^3 , d) peut s'expliquer par des raisons de cinématique puisqu'elles impliquent un transfert $L = 4$, mais il est possible que le groupe de niveaux observés entre 6,1 et 7,3 MeV dans ^{60}Ni par $^{59}\text{Co}(\alpha, t)$ (91) puisse être identifié aux excitations du coeur.

B) Les niveaux de parité positive

La plupart des niveaux de parité positive dans les isotopes pairs du nickel présentent la particularité d'avoir des transitions électromagnétiques de plusieurs unités de Weisskopf. Ces niveaux que l'on peut appeler "collectifs" ne sont pas reproduits par des calculs faisant appel au modèle vibrationnel macroscopique ou à la description microscopique R.P.A. (chapitre III).

Nous allons montrer qu'il existe un classement possible de ces niveaux par les transitions électromagnétiques qui suggère une interprétation dans le cadre du modèle en couches.

Les tableaux XXVI et XXVII montrent un exemple de niveaux de parité positive (traits horizontaux) associés à certaines transitions électromagnétiques (traits obliques). En fait, nous n'avons retenu que la transition principale que nous avons définie de la manière suivante :

. Lorsque nous connaissons les spins des niveaux et l'ordre de multipolarité des transitions, nous calculons le rapport de branchement des probabilités réduites de transition et nous considérons la plus importante (celle-ci est en général comprise entre 50 et 100 % de la probabilité totale de transition).

. Lorsque nous ne connaissons pas l'ordre de multipolarité de la transition, nous faisons une hypothèse sur celle-ci en procédant par analogie avec des transitions connues et nous opérons comme précédemment.

. Lorsque nous ne connaissons ni le spin ni l'ordre de multipolarité, nous utilisons les rapports de branchement bruts en vérifiant qu'ils ne sont pas bouleversés par une correction du facteur d'énergie en faisant l'hypothèse d'une transition M1 ou E2.

Ce classement fait apparaître des groupes de niveaux dont la transition électromagnétique principale se fait vers un même niveau.

C'est ainsi qu'il y a d'abord 3 groupes qui se désexcitent respectivement vers le premier niveau $2^+ (2_1^+)$, le deuxième niveau $2^+ (2_2^+)$ et le premier niveau $4^+ (4_1^+)$.

De plus d'autres groupes se désexcitent préférentiellement vers un niveau d'un des groupes précédents ; niveau qui se trouve être le plus collectif du groupe.

Il existe pour certains niveaux des transitions à l'intérieur d'un groupe mais celles-ci sont en général plus faibles que les transitions entre les groupes (probabilités réduites).

Les 3 niveaux 2_1^+ , 2_2^+ , 4_1^+ apparaissent comme les niveaux de base des cascades de transitions γ .

Le niveau 2_1^+ est connu comme état vibrationnel à 1 phonon et les niveaux 2_2^+ et 4_1^+ , comme états vibrationnels à 2 phonons, ou 4 quasi-particules (description microscopique).

Les expériences $^{63,65}\text{Cu}(d, ^3\text{He})$ $^{62,64}\text{Ni}$ (82) montrent que les niveaux 2_2^+ et 4_1^+ sont excités par un transfert $L = 3$ ($f_{7/2}$) ($C^2S \approx 0,2$) et dans l'expérience $^{69}\text{Co}(d,n)$ ^{60}Ni ces mêmes niveaux correspondent à un transfert sur la couche $p_{3/2}$; d'autre part, comme nous l'avons signalé dans le premier paragraphe, l'expérience $^{61}\text{Ni}(d,t)$ ^{60}Ni fait apparaître pour ces niveaux l'existence de neutrons célibataires sur les couches $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$.

Enfin, étant donné les grandes probabilités de transition de ces niveaux vers le 2_1^+ [dans ^{58}Ni : 40 U.W pour 4_1^+ et 15 U.W pour 2_2^+], on peut admettre qu'il existe des corrélations fortes proton-neutron.

Les niveaux se désexcitant préférentiellement vers ces deux états 2_2^+ et 4_1^+ sont associés à des transitions importantes (plusieurs unités de Weisskopf). Il est raisonnable de penser qu'elles sont dues à des transitions de protons. On est donc conduit à des états dans lesquels existe une contribution ($2p - 2t$) de protons, c'est-à-dire des configurations à 6 quasi-particules. Or, une configuration de ce type particulièrement stable est le "quartet" résultant du couplage de deux paires (proton-neutron) alignées, et les expériences de transfert

(^{16}O , ^{12}C) sur Fe et Ni ⁽⁸³⁾ montrent que l'énergie nécessaire à la formation d'un quartet dans les nickels est de l'ordre de 3 MeV.

Le spectre des états de "quartets" doit être typiquement celui de bandes de rotation. Nos groupes de niveaux n'ont pas cette caractéristique. Mais nous savons que ces noyaux présentent un caractère vibrationnel marqué et qu'il existe une grande interaction entre les neutrons de valence.

On peut donc penser qu'il existe des états de "quartets" et des états de paires, le spectre résultant d'une interaction entre eux. Chaque groupe de niveaux correspondrait à l'interaction d'une configuration "quartet" définie et différents états de paires ce qui expliquerait le faible écart en énergie entre les niveaux. Les transitions entre ces niveaux impliquant seulement des neutrons n'ont pas lieu d'être accélérées. Par contre le passage d'un groupe à l'autre implique une excitation du "quartet", cette configuration faisant intervenir des nucléons fortement corrélés, il est probable que la transition E.M. sera accélérée ; d'autre part, une telle excitation nécessitera une énergie plus grande (~ 1 MeV) ce qui est vérifié expérimentalement.

Conclusion

Les différentes expériences que nous avons faites montrent qu'il existe relativement peu de niveaux associés à une structure simple en proton et en neutron. Nous avons mis en évidence certains niveaux que l'on peut attribuer à des excitations simples du coeur mais la plus grande partie des niveaux ont un caractère collectif marqué. Le rôle des protons et neutrons du coeur est important et ceci implique l'existence, dans les régions à basse énergie, d'excitation de configurations complexes à 2, 4, 6 quasi-particules. D'autre part, l'existence de fortes corrélations proton-neutron permet d'expliquer les cascades γ observées et les grandes probabilités de transition associées.

Deux images se retrouvent dans le spectre : l'une de vibration responsable

de la grande densité de niveaux créée essentiellement par les neutrons de valence, l'autre déformée due aux corrélations proton-neutron et responsable des grandes probabilités de transition et des cascades γ .

Le modèle imaginé par Danos et Gillet ⁽⁸⁴⁾ et inspiré du schéma d'alignement, dont on connaît le succès pour expliquer les bandes de rotation des noyaux déformés, ne rend pas compte de la situation expérimentale car il est sans doute une simplification abusive de la réalité.

Par contre, le modèle des rotons de Arima et Gillet ⁽⁸⁵⁾ semble concilier les deux types d'excitation : le "pairing" et le "quartetizing". Ces auteurs développent les états sur une base formée de rotons : états à 2 protons et 2 neutrons, solutions du problème à 4 nucléons, et de paires : états à 2 neutrons, solutions du problème à 2 nucléons. L'interaction paire-paire se traite par la méthode BCS et il y a en plus des interactions paire-roton qui se traduisent par l'échange d'un paire et d'une paire de neutrons du quartet.

Les calculs approfondis avec ce modèle sont en cours.

Expérimentalement, le travail consiste à étudier le rôle des protons et des neutrons. Schaeffer a montré ⁽⁸⁶⁾ que l'on pouvait avoir une idée assez précise des contributions de protons et de neutrons par l'analyse conjuguée des diffusions inélastiques de protons et les propriétés électromagnétiques. C'est une des voies de recherche que nous suivons actuellement.

Un autre moyen envisagé est de faire des expériences de transfert à 2 et 4 nucléons. Le transfert de 2 protons peut être réalisé par ($^3\text{He}, n$), mais la détection des neutrons pose d'importants problèmes techniques, et aussi par ions lourds (par exemple (^{16}O , ^{14}C)). Le transfert de 4 nucléons (α) peut se faire par ions lourds : ($^7\text{Li}, t$), (^{16}O , ^{12}C) ; un nombre important de telles expériences ont été faites dans différents laboratoires. Nous avons commencé des expériences (^{16}O , ^{12}C γ) et il semble qu'elles soient réalisables en un temps raisonnable (quelques jours). En fait la principale difficulté tient au mécanisme de

réaction qui est complexe et mal connu, et il est probable que les niveaux excités n'appartiennent pas tous à la même catégorie de niveaux. C'est ce qui apparaît dans une expérience récente de Tellez et al ⁽⁸⁷⁾, $^{36}\text{Ar}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C } \gamma) ^{40}\text{Ca}$, où, en plus des niveaux $(2n_p - 2n_t)$ ⁽³⁾, on voit le niveau 3_1^- à 3,74 MeV et des transitions vers ce niveau, ainsi que vers le niveau 5_1^- à 4,49 MeV.

CONCLUSION

Lorsque nous avons commencé ce travail, les résultats expérimentaux sur les isotopes pairs du nickel étaient peu nombreux.

De façon à obtenir des listes de niveaux et des renseignements sur leur structure, nous avons fait les expériences $(p, p'\gamma)$ en coïncidence, sur les isotopes $^{58,60,62,64}\text{Ni}$. Pour cela nous avons utilisé un appareillage de mesure en coïncidence et d'enregistrement multi-paramétrique. Les résultats ont été étudiés en représentation bi-dimensionnelle (tracé des courbes de niveaux).

Cela nous a permis de mesurer l'énergie d'un grand nombre de niveaux jusqu'à environ 8 MeV d'excitation et de résoudre plusieurs multiplets. D'autre part, nous avons établi le schéma de désexcitation γ et les rapports d'embranchement associés, pour la plupart de ces niveaux.

Par l'analyse en DWBA des distributions angulaires (p, p') nous avons déterminé les spins et parités de plusieurs niveaux de ^{62}Ni et ^{64}Ni .

Enfin nous avons mesuré les vies moyennes de plusieurs niveaux de ^{58}Ni et ^{60}Ni par le dispositif électronique de coïncidence et par atténuation du déplacement des raies γ (Effet Doppler).

L'ensemble de ces résultats nous a permis d'abord de montrer qu'il existe une grande analogie entre les états excités des différents isotopes étudiés. En effet on retrouve les mêmes niveaux avec des énergies variant régulièrement du ^{58}Ni au ^{64}Ni , avec des propriétés électromagnétiques voisines.

Les grandes probabilités de transition associées aux premiers niveaux nous ont amenés à penser que les protons ont une contribution importante dans les fonctions d'onde de ces niveaux.

Pour étudier le rôle des protons nous avons fait l'expérience $^{59}\text{Co}({}^3\text{He}, d\alpha)$ de transfert d'un proton sur un noyau $\left[\pi f_{7/2}^{-1}\right]$. L'analyse des distributions angulaires montre que la réaction se comporte effectivement comme un transfert sur les couches $1f_{7/2}$ (fondamental), $2p_{3/2}$; $1f_{5/2}$ et $1p_{1/2}$. En fait à l'aide des transitions α associées et par comparaison avec l'expérience $^{60}\text{Ni}(p, p'\alpha)$ on peut séparer les niveaux en deux groupes : l'un composé des niveaux faiblement excités en (p, p') et qui se désexcitent essentiellement par le niveau à 3,68 MeV (4^+) lui-même fortement excité en $({}^3\text{He}, d)$. Ces niveaux apparaissent donc avec un caractère particule-trou de proton fortement marqué.

L'autre groupe comprend les niveaux fortement excités par $({}^3\text{He}, d)$ et par (p, p') , ils se désexcitent soit directement, soit par cascade vers le niveau à 2,50 MeV (4_1^+).

Ceci confirme le rôle important joué par les protons dans les niveaux dits "collectifs".

D'autre part en $(p, p'\alpha)$ nous avons montré l'existence d'un groupe de niveaux à haute énergie que l'on peut interpréter comme des excitations simples du coeur de neutrons.

D'autre part un grand nombre de calculs ont été faits dans la région des nickels à l'aide du modèle des couches. Ces calculs font l'hypothèse d'un coeur inerte de ^{56}Ni et traitent les neutrons de valence dans les couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$. La densité des niveaux calculés, les rapports d'embranchement et les probabilités de transitions associés diffèrent sensiblement des résultats expérimentaux.

Il est donc apparu qu'il était nécessaire de faire intervenir dans le calcul les excitations du coeur.

Pour cela nous avons calculé les niveaux 2^+ , 3^- , 4^+ , 5^- dans l'espace des configurations à 2 quasi-particules construites sur les couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$ de protons et de neutrons à l'aide des codes réalisés par les théoriciens de Saclay.

Les énergies de Hartree-Fock et les coefficients de remplissage associés aux différentes couches ont été déterminés par la méthode I.G.E. à partir des valeurs expérimentales des énergies de quasi-particules dans les isotopes impairs du nickel. Les valeurs correspondantes pour les isotopes pairs ont été déduites par interpolation.

Les résultats montrent que la densité de niveaux jusqu'à environ 4,5 MeV est bien reproduite ainsi que les probabilités de transition (calculées sans charge effective) des niveaux de parité négative. Par contre les probabilités de transition associées aux niveaux de parité positive sont systématiquement trop petites.

Ceci peut s'expliquer par le fait que les niveaux du nickel ne sont pas des états à 2 quasi-particules et c'est ce que nous avons mis en évidence expérimentalement.

En effet si nous écartons les niveaux à caractère particule-trou du coeur, il reste un ensemble de niveaux qui se répartissent en groupes. Chaque groupe est constitué de niveaux distants de quelques centaines de KeV qui se désexcitent tous par un même niveau appartenant à un autre groupe. Il apparaît donc une structure en cascade, les niveaux de base étant le 4_1^+ et le 2_2^+ , or nous avons montré que ces niveaux pouvaient s'interpréter en termes de configurations à 4 quasi-particules (proton-neutron). On peut donc admettre pour les niveaux à énergie plus élevée l'existence de configurations à 6 quasi-particules, chaque groupe correspondant à une structure déterminée de protons, avec pour chaque niveau du groupe une configuration particulière de neutrons.

Cette interprétation permettrait d'expliquer les grandes probabilités de transition observées entre certains niveaux.

Il reste à mettre en évidence ce type de configuration par des réactions de transfert appropriées.

REFERENCES

- (1) B. DELAUNAY, J. DELAUNAY, J.P. MEURGUES and J.P. PASSERIEUX, Nucl. Instr. Methods. 35 (1965) 245.
- (2) J.P. FOUAN, J.P. PASSERIEUX et A. TELLEZ, CEA-N-1032, p. 46.
- (3) A. TELLEZ, Thèse Orsay (1971).
- (4) M. AVRIL, B. DELAITRE, P. HAMEAU, J. LABRELY, R. MOREAU, A. PAGES et M. VIDAL - CEA-N-1032, p. 49.
- (5) R. LETOURNEAU, J.P. PASSERIEUX et J. QUIDORT, Nucl. Instr. Methods, 70 (1969) 106.
- (6) J.P. FOUAN and J.P. PASSERIEUX, Nucl. Instr. Methods, 62 (1968) 327.
- (7) A. PAGES, M. AVRIL, R. MOREAU, M. VIDAL, R. BALLINI, R. KAMOUN et J.P. FOUAN, Int. Conf. on Radioactivity - Nashville 1969 (édité par Bodenstein) et références incluses.
- (8) R. KAMOUN, A. FAUCON and P. GLUZMAN, Nucl. Inst. Meth. 28 (1968) 45. R. KAMOUN and A. VEYRIE-FAUCON, Int. Conf. on Radioactivity Nashville, 1969.
- (9) J.K. DICKENS, (ORNL) code XBACK non publié.
- (10) J. PICARD - CEA R-3024.
- (11) R. CROUTHAMEL - Applied gamma ray spectrometry (Pergamon Press, London 1960).
- (12) A.R. RUTLEDGE, AECL 1450 CRP 851 (1959).
- (13) L.L. LEE Jr and J.P. SCHIFFER, Phys. Rev., 134 (1964) B765.
- (14) C.M. PEREY, R.J. SILVA, J.K. DICKENS and F.G. PEREY, Phys. Rev., 2 (1970) 468.
- (15) R. BALLINI, A.G. BLAIR, N. CINDRO, J. DELAUNAY and J.P. FOUAN, Nucl. Phys., A 111 (1968) 147.
- (16) F.G. PEREY, Proc. 2nd Int. Symp. on polarization - Karlsruhe Sept. 1965 (Birkhauser Verlag, Basel 1966) p. 191.

- (17) F.G. PEREY, code JIB3 (ORNL) non publié.
- (18) R.H. BASSEL, R.M. DRISKO, G.R. SATCHLER, ORNL 3240.
- (19) A.M. Mc CARTHY and G.M. CRAWLEY, Phys. Rev. 150 (1966) 935.
- (20) C. VEJE, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35 (1966) n° 1.
- (21) I. TURKIEWICZ, P. BEUZIT, J. DELAUNAY and J.P. FOUAN, Nucl. Phys. A143 (1970) 641.
- (22) C.M. PEREY and F.G. PEREY, Phys. Rev. 132 (1963) 755.
- (23) F.G. PEREY, Phys. Rev. 131 (1963) 745.
- (24) R.H. FULMER and W.W. DAHNICK, Phys. Rev. 139 (1965) B579.
- (25) L.L. LEE and J.P. SCHIFFER, Phys. Rev. 154 (1966) 1097.
- (26) R.H. FULMER and A.L. McCARTHY, Phys. Rev. 131 (1963) 2133.
- (27) R.G. TEE and A. ASPINALL, Nucl. Phys. A98 (1967) 417.
- (28) D.M. VAN PATER, R.N. HOROSKO, H.L. SCOTT and P.F. HINRICHSSEN, Nucl. Phys. A137 (1969) 353.
- (29) L.W. SWENSON and R.K. MOHINDRA, Phys. Rev. 150 (1966) 877.
- (30) W.G. DAVIES, AECL, PR-P 81 p. 18.
- (31) D.H. WILKINSON dans Nuclear Spectroscopy édité par F. Ajzenberg-Selove Academic Press (1960) NY.
- (32) S. RAMAN, Nucl. Phys. A158 (1970) 65.
- (33) O.N. JARVIS, B.G. HARVEY, D.L. HENDRIE and J.M. MAHONEY, Nucl. Phys. A102 (1967) 625.
- (34) M. INOUE, Nucl. Phys. A119 (1968) 449.
- (35) H.W. BROECK, Phys. Rev. 130 (1963) 1914.
- (36) R.N. HOROSKO, P.F. HINRICHSSEN, L.W. SWENSON, D.M. VAN PATER, Nucl. Phys. A104 (1967) 113 et références incluses.

- (37) M.C. BERTIN, N. BENCZER-KOLLER, G.G. SEAMAN and J.R. Mac DONALD, Phys. Rev. 183 (1969) 964.
- (38) P. BEUZIT, J. DELAUNAY, J.P. FOUAN and N. CINDRO, Nucl. Phys. A128 (1969) 594.
- (39) U. FANGER, D. HECK, W. MICHAELIS, H. OTTMAR, H. SCHMIDT and R. GAETA, Nucl. Phys. A146 (1970) 549.
- (40) D.M. VAN PATER, D. NEUFFER, H.L. SCOTT, C. MOAZED and P.F. HINRICHSSEN, Nucl. Phys. A146 (1970) 427 et références incluses.
- (41) F. RAUCH, D.M. VAN PATER and P.F. HINRICHSSEN, Nucl. Phys. A124 (1969) 145.
- (42) D.M. VAN PATER, H.L. SCOTT, C. MOAZED, Int. Conf. Montreal (4.37) p. 124.
- (43) P. BEUZIT et R. BALLINI, à paraître.
- (44) J.M. ARAUJO dans Nuclear reactions edited by P.M. Endt and P.B. Smith, North publishing company 1962, p. 195.
- (45) A.K. KERMAN, Annals of Physics 12 (1961) 300.
- (46) N. AUERBACH, Nucl. Phys. 76 (1966) 321 et Phys. Rev. 163 (1967) 1203.
- (47) S. COHEN, R.D. LAWSON, N.H. Mc FARLANE, S.P. PANDYA and M. SOGA, Phys. Rev. 160 (1967) 903.
- (48) V. GILLET, B. GIRAUD and M. RHO, Nucl. Phys. A103 (1967) 257.
- (49) V. GILLET, B. GIRAUD and M. RHO, Phys. Rev. 178 (1969) 1695.
- (50) A. PLASTINO, R. ARVIEU and S.A. MOSZKOWSKI, Phys. Rev. 145 (1966) 837.
- (51) A.M. GREEN and S.A. MOSZKOWSKI, Phys. Rev. 139 (1965) 790.
- (52) R. ARVIEU and S.A. MOSZKOWSKI, Nucl. Phys. A114 (1968) 161.
- (53) R. ALZETTA, A. RIMINI, T. WEBER, M. GMITRO and J. SAWICKI, Phys. Rev. 185 (1969) 1233.

- (54) Y.K. GAMBHIR, R. RAJ and M.K. PAL, Phys. Rev. 162 (1967) 1139.
et Y.K. GAMBHIR, Phys. Letters, 26B (1968) 695.
- (55) T.T.S. KUO and G.E. BROWN, Nucl. Phys. 85 (1966) 40
et T.T.S. KUO, Nucl. Phys. A90 (1967) 199.
- (56) B.L. SCOTT and S.A. MOSZKOWSKI, Ann. of Phys., 14 (1961) 107,
et Nucl. Phys. 29 (1962) 665.
- (57) J.H. MATTAUCH, W. THIELE, A.H. WAPSTRA, Nucl. Phys. 65 (1965) 1.
- (58) R.H. FULMER and W.W. DAEHNICK, Phys. Rev. 139 (1965) B576.
- (59) E.R. COSMAN, C.H. PARIS, A. SPERDUTO and H.A. ENGE, Phys. Rev.
142 (1966) 673.
- (60) E.R. COSMAN, D.N. SCHRAMM, H.A. ENGE, A. SPERDUTO and C.H. PARIS,
Phys. Rev. 163 (1967) 1134.
- (61) D.E. RUNDQUIST, M.K. BRUSSEL and A.I. YAVIN, Phys. Rev. 168
(1968) 1296.
- (62) A.G. BLAIR and D.M. ARMSTRONG, Phys. Rev. 151 (1966) 930.
- (63) P. ROUSSEL, Thèse Orsay 1968..
- (64) D.J. PULLEN and B. ROSNER, Phys. Rev. 170 (1968) 1034.
- (65) A.G. BLAIR, Phys. Rev. 140 (1965) B648.
- (66) V. GILLET, A.M. GREEN and E.A. SANDERSON, Nucl. Phys. 88 (1966) 321.
- (67) Int. Conf. on nucleon-nucleon interaction, Rev. of Mod. Phys.
39 (1967) n 3.
- (68) M. CONJEAUD, S. HARAR and J. PICARD, Phys. Letters, 23 (1966) 104.
- (69) R.H. FULMER and W.W. DAEHNICK, Phys. Rev. 139 (1965) B579.
- (70) B. KOZLOWSKY and A. DE SHALIT, Nucl. Phys. A77 (1966) 215.
- (71) C. BLOCH, N. CINDRO and S. HARAR, Progress of Nuclear Phys.
10 (1969) 77.

- (72) R. BALLINI, N. CINDRO, J. DELAUNAY, J. FOUAN, M. LORET and J.P. PASSERIEUX, Phys. Letters 21 6 (1966) 708.
- (73) G. BRUGE, J.C. FAIVRE, H. FARAGGI and A. BUSSIERE, Nucl. Phys. A146 (1970) 597.
- (74) G.R. SATCHLER, Boulder School (1965) University of Colorado.
- (75) R.G. COUCH, Ph. D. (1970) Northwestern University
- (76) A.M. BERNSTEIN, Advances in Nuclear Physics N° 3 Plenum Press (1969) p. 325.
- (77) P. BEUZIT et al. à paraître.
- (78) C. PERDRISAT, Rev. of Mod. Phys. 38 (1966) 41.
- (79) R.J. LOMBARD, Phys. Rev. Letters, 21 (1968) 102.
- (80) M.L. RUTSGI, B. BARMAN, ROY and R. RAJ, Phys. Rev. 1 3 (1970) 1138.
- (81) M. SAKAI, Nucl. Phys. A104 (1967) 301.
- (82) J.C. HIEBERT and E. NEWMAN, Nucl. Phys. A113 (1968) 176.
- (83) J.C. FAIVRE et al., Phys. Rev. Letters, 24 (1970) 1188.
- (84) V. GILLET and J. RAYNAL, A122 (1968) 193
M. DANOS and V. GILLET, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 703.
- (85) A. ARIMA and V. GILLET, à paraître au Mémorial
A. DE SHALIT, Annals of Physics
- (86) R. SHAEFFER, Thèse Orsay (1969)
- (87) A. TELLEZ et al. à paraître.
- (88) M.A. DUGUAY, C.K. BOCKELMAN, T.H. CURTIS and R.A. EISENSTEIN, Phys. Rev. 163 (1967) 1259.
- (89) G. HEYMANN, Phys. Letters 27B (1968) 280.
- (90) P.H. STELSON and L. GRODZINS, Nuclear data Section A, 1 (1) Déc. 1965.

(91) G.BRUGE et al., CEA-N-844, p. 86

(92) P. BFUZIT, J.DELAUNAY, J.-P.FOUAN et H. RONSIN, Nucl. Phys., A137(1969) 97.

LEGENDES DES TABLEAUX HORS TEXTE

- III - Attribution des spins par (p,p') et comparaison des β_L ; les colonnes 2, 3, 4 correspondent à nos résultats.
a) référence (19) ; b) référence (73) ; c) référence (88) ;
d) référence (90).
- IV - Niveaux de ^{63}Ni . Nos résultats sont comparés à ceux de Fulmer et al. réf. (24).
- V - Niveaux de ^{65}Ni . Nos résultats sont comparés à ceux de Fulmer et al. réf. (24).
- VI - Energies des niveaux de ^{58}Ni . Les spins sont extraits des références (33) (34) (28). La colonne 2 correspond aux résultats de Tee et al. réf. (27). En colonne 4 nous donnons les intensités des niveaux à partir d'un spectre à 60° par rapport au niveau 2_1^+ (100).
- VII - Transitions gamma des niveaux de ^{58}Ni , les spins sont extraits des références (33) (34) (28).
b) nos résultats ; c) résultats de Van Patter et al. (28).
Dans ce tableau et les suivants nous utilisons les notations
T = transition importante $>60\%$; t = transition très faible $<10\%$;
 T_1 = embranchement $>30\%$; t_1 = embranchement $<20\%$.
- VIII - Energie des niveaux de ^{62}Ni ; la seconde colonne correspond aux résultats de Tee et al. (27). Les sections efficaces sont données en $\mu\text{-barns}$ à 70° (lab.).

- XI - Transitions gamma des niveaux de ^{62}Ni .
- a) les spins sont extraits des références (38) (39) (40)
 - b) nos résultats
 - c) résultats de Fanger et al. (39)
 - d) résultats de Van Patter et al. (40)
- XII - Energie des niveaux de ^{64}Ni . La seconde colonne correspond aux résultats de Tee et al. (27). Les sections efficaces sont données en μ -barns à 70° (lab.)
- XIII - Transitions gamma des niveaux de ^{64}Ni .
- a) les spins sont extraits des références (38) et (89) pour le niveau 5^- .
 - b) nos résultats : au-dessus de 5,49 MeV d'excitation seuls les niveaux présentant une forte transition au fondamental sont notés.
- XIV - Transitions gamma des niveaux de ^{60}Ni .
- a) nos résultats
 - b) résultats de Rauch et al. (41)
 - c) les spins sont extraits des références (33) (34) (41).
- XV - Résultats de $^{59}\text{Co} (^3\text{He}, d\sigma) ^{60}\text{Ni}$; les valeurs de moment angulaire transféré et celles des facteurs spectroscopiques sont extraites de la référence (15). Les états finals de transition sont désignés soit par leur spin, soit par leur énergie si le spin n'est pas clairement établi.
- XVI - Les niveaux à phonons : les niveaux sont sélectionnés par leurs transitions électromagnétiques.
- XVII - Comparaison entre les résultats expérimentaux et plusieurs calculs théoriques de Cohen (47), Auerbach (46) et Raj et Gambhir (54).
- XVIII - Comparaison des probabilités de transition. Auerbach (46).
- XIX - Comparaison des rapports de probabilités de transition pour le niveau 2_2^+ , Auerbach (46), Cohen (47).

- XX - Résultats des calculs de Alzetta et al.(53). QTD : Tamm-Dancoff à 2 quasi-particules. QSTD : Tamm-Dancoff avec 2qp et 4 qp ; entre parenthèses : le pourcentage de 4 qp dans les fonctions d'onde.
- XXI - Résultats du calcul I.G.E. pour les isotopes impairs
 $\frac{\delta \langle N \rangle}{\langle N \rangle}$: erreur relative sur le nombre de particules
 E_v : énergie de quasi-particule
 v_v : probabilité d'occupation
 Δ_v : "gap" en énergie
 $\tilde{g}_v$: $\tilde{\epsilon}_v - \lambda$
- } sous-couche v
- XXII - Energie des états à une particule sur les couches de protons. Le signe est > 0 si la couche est au-dessus de la mer de Fermi et < 0 si la couche est dans la mer de Fermi.
- XXIII - Composantes (intensité) des fonctions d'onde RPA (2qp) correspondant aux spins 2^+ , 3^- , 4^+ , 5^- ,
 ligne 1 : les configurations présentes avec la correspondance :
 $4 = (1d_{5/2})$; $5 = (2s_{1/2})$; $6 = (1d_{3/2})$; $7 = (1f_{7/2})$;
 $8 = (2p_{3/2})$; $9 = (1f_{5/2})$; $10 = (2p_{1/2})$; $11 = (1g_{9/2})$
 colonne 1 = les énergies calculées en MeV.
- XXIV - Comparaison des énergies expérimentales et calculées par la R.P.A. (2qp).
- XXIVbis - Probabilités de transition ($\Delta T = 0$ et E.M.) en U.W. au fondamental calculées à partir des fonctions d'onde R.P.A.
- XXV - Probabilités de transition ($\Delta T = 0$ et E.M.) en U.W. des niveaux de ^{58}Ni et ^{60}Ni calculées à partir de nos résultats et ceux de Bertin (37) Van Patter (28).
- XXVI - Représentation schématique des niveaux collectifs de ^{58}Ni , les lignes obliques correspondent aux transitions α .
- XXVII - Représentation schématique des niveaux collectifs de ^{60}Ni .

Tableau III - Attribution des spins par (p,p') et comparaison des β_L

	Energie	J^π	β_L	G_L	$\beta_L(p,p') \text{ a)}$	$\beta_L(\alpha\alpha') \text{ b)}$	$\beta_L(ee') \text{ c)}$	$\beta_L(E.C.) \text{ d)}$
^{62}Ni	1,17	2^+	0,26	21	0,23	0,17	0,2	0,19
	2,30	2^+						
	2,34	4^+	0,11	4		0,07		
	3,52	2^+						
	3,74	3^-	0,23	17	0,19	0,12	0,2	
	3,98	2^+						
	4,04	2^+						
^{64}Ni	1,34	2^+	0,22	15	0,20	0,18		0,19
	2,61	4^+	0,09	3		0,05		
	3,16	4^+	0,11	4		0,07		
	3,47	4^+						
	3,56	3^-	0,23	17	0,18	0,15		

Tableau IV
Niveaux de ^{63}Ni

E_{exc}	Nos résultats				Fulmer et al.		
	$\sigma_{\text{exp}}^{\text{max}} \left[\frac{\text{mb}}{\text{sr}} \right]$	ℓ	j^{π} probable	$(2j+1) S_{\ell j}$	E_{exc}	ℓ	$(2j+1) S_{\ell j}$
0.000	3.46	1	$1/2^{-}$	0.85	0.000	1	0.747
0.088	1.00	3	$5/2^{-}$	3.40	0.088	3	2.39
0.155	3.58	1	$3/2^{-}$	1.15	0.158	1	1.065
0.518	1.49	1	$3/2^{-}$	0.32	0.526	1	0.306
1.000	3.52	1	$1/2^{-}$	0.82	1.008	1	0.663
1.292	1.91	4	$9/2^{+}$	6.72	1.306	4	6.1
2.291	7.49	2	$5/2^{+}$	1.99	2.302	2	1.66
2.514	0.86	4	$9/2^{+}$	2.58	2.529	4	2.70
2.692	0.65	1	$1/2^{-}$	0.10	2.701	2 ou 3	0.16 ou 0.7
2.941	3.00 a)	0	$1/2^{+}$	0.23	2.960	0	0.375
3.092	0.35	1	$1/2^{-}$	0.04	3.100	1	0.06
3.283	1.85	2	$5/2^{+}$	0.43	3.291	2	3.96
3.964	3.82	2	$5/2^{+}$	0.81	3.959	2	0.739
4.279	1.41 a)	0	$1/2^{+}$	0.10	4.279	0	0.180
4.376	2.11	2	$5/2^{+}$	0.40	4.415	2	0.309
4.642	2.22	2	$5/2^{+}$	0.41	4.636	2	0.396
4.718	3.86 a)	0	$1/2^{+}$	0.30	4.717	0	0.306

a) Pour ces niveaux la normalisation des courbes théoriques a été faite à 15° (c.m.).

Tableau V
Niveaux de ^{65}Ni

E_{exc}	Nos résultats				Fulmer et al.		
	$\sigma_{\text{exp}}^{\text{max}} \left \frac{\text{mb}}{\text{sr}} \right $	ℓ	j^{π} probable	$(2j+1)S_{\ell j}$	E_{exc}	ℓ	$(2j+1)S_{\ell j}$
0.000	1.02	3	$5/2^{-}$	2.52	0.000	3	1.49
0.062	7.28	1	$1/2^{-}$	1.41	0.065	1	1.23
0.309	0.98	1	$3/2^{-}$	0.17	0.315	1	0.173
0.686	4.15	1	$3/2^{-}$	0.75	0.699	1	0.615
1.013	2.58	4	$9/2^{+}$	7.39	1.021	4	8.31
1.415	0.95	1	$1/2^{-}$	0.15	1.415	1	0.140
1.915	6.80	2	$5/2^{+}$	1.46	1.919	(2)	1.3
2.139	0.86	1	$1/2^{-}$	0.11	2.153	(1)	0.099
2.330	0.32 + 0.41	3 + 4	$5/2^{-} + 9/2^{-}$	0.52+1.02	2.338		
2.785	3.36	2	$5/2^{+}$	0.64			
2.823	2.50	0	$1/2^{+}$	0.19	2.794	2	0.742
3.346	1.58	2	$5/2^{+}$	0.27	3.350	2	0.266
3.401	2.33	0	$1/2^{+}$	0.17	3.401	0	0.267
3.555	3.44	2	$5/2^{+}$	0.58	3.558	2	0.523
3.736	1.86	2	$5/2^{+}$	0.31	3.740	2	0.263
3.902	3.44	2	$5/2^{+}$	0.58	3.892	2	0.422
4.194	3.60	0	$1/2^{+}$	0.26	4.196	0	0.273
4.408	2.76	2	$5/2^{+}$	0.43	4.392	2	0.369

Tableau VI
Energie des niveaux de ^{58}Ni

J^π	(p,p') $E_p = 11.5 \text{ MeV}$	$(p,p'\gamma)$ $E_p = 12 \text{ MeV}$	Intensité relative $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ$	J^π	(p,p') $E_p = 11.5 \text{ MeV}$	$(p,p'\gamma)$ $E_p = 12 \text{ MeV}$	Intensité relative $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ$
2^+	1,456	1,453	100		5,749	5,748	
4^+	2,458	2,457	27,4		5,767	5,765	
2^+	2,773	2,771	17,9	4^+	5,804	5,803	
1^+	2,900	2,898	9,8		5,846	5,824	
0^+	2,940	2,941	9,5		5,891	5,896	
2^+	3,035	3,035	15,3		5,903		
2^+	3,260	3,262	35,4		5,924		
$3^+, (2^+)$	3,414	3,420	11,7		5,940	5,942	
$4^+, (1^+)$	3,524	3,530	4,4		5,963		
(1^+)	3,588	3,593	15,7		5,982		
4^+	3,615	3,618	25,5		6,016	6,018	26,0
$3^+, (4^+)$	3,773	3,776	22,6		6,025	6,024	
2^+	3,895	3,901	13,9		6,066		
2^+	4,103	4,107	25,7	3^-	6,083	6,080	
	4,290	4,294	10,2		6,116		
	4,343				6,175	6,174	12,8
	4,349	4,355	24,3		6,199		
4^+	4,380	4,380			6,220		
	4,401	4,401			6,227	6,228	
	4,443	4,449			6,248		
3^-	4,472	4,475	42,3		6,271		
	4,517	4,518	27,1	2^+	6,276	6,274	
	4,538				6,306		
	4,578				6,323		
4^+	4,754	4,755	22,6		6,359	6,360	
	4,920	4,920	18,1		6,389		
	4,965	4,962	7,6		6,398	6,402	
	5,063	5,064			6,411		
	5,089	5,084			6,437		
	5,128				6,447		
	5,165				6,464	6,468	
6^+	5,171	5,170			6,467	6,475	
4^+	5,383	5,380			6,500		
	5,434	5,436	9,9		6,512	6,507	
	5,460				6,544		
	5,475	5,472	21,3	4^+	6,565	6,568	
	5,506	5,503			6,598		
$4^+, 5^-$	5,589	5,594	43,5		6,602	6,601	
	5,706	5,706	7,1		6,659	6,665	
					6,674		

Tableau VII

Transitions gamma des niveaux de ^{58}Ni

Numéro	a)	(p,p'γ) b)			(p,p'γ) c)	
	J^π	Energie	Etat final	Rapports de branchement en %	Etat final	Rapports de branchement en %
1	2^+	1,453	0	100	0	100
2	4^+	2,457	1	100	1	100
3	2^+	2,771	0,1	6,94	0,1	4,96
4	1^+	2,898	0,1	10,90	0,1	6,94
5	0^+	2,941	4	100	1,3,4	7,5;7,5;85
6	2^+	3,035	0,1	50,50	0,1,3	41,58,1
7	2^+	3,262	0,1	67,33	0,1	62,38
8	$3^+, (2^+)$	3,420	1,2	t,95	2,6	95,5
9	$4^+, (1^+)$	3,530	1	100	1	100
10	1^+	3,593	0,1,3	66,8,26	0,1,3,5	69,12,14,5
11	4^+	3,618	1,2	30,70	1,2	17,83
12	$3^+, (4^+)$	3,776	1,2	25,75*	1,2,6,8	14,58,8,20
13	2^+	3,901	0,1,2,3	24,66,t,t	0,1	
14	2^+	4,107	0,1,2,3	32,68,t,t	0,1	
15		4,294	1,2	50,50		
16		4,355	2,3			
17		4,380	2,11			
18	4^+	4,401	1	100		
19		4,449	10	100		
20	3^-	4,475	1	100		
21		4,518	1,2			
22	4^+	4,755	2,11	20,80		
23		4,920	2,7,11			
24		4,962	2,11	80,20		
25		5,064	2	100		
26	6^+	5,170	2	100		
27	4^+	5,380	11	100		
28		5,436	2	100		
29		5,472	1,2			
30		5,503	3	100		
31		5,590	0	100		
32	$4^+, 5^-$	5,594	1,2,12	t,64,34		
33		5,706	1,3,10	T,t,t		
34		5,748	1,2,10	t,t,T		
35		5,765	1,2			
36	4^+	5,803	0,1	T,t1		
37		5,824	8			
38		5,896	0,1	T,t1		
39		5,942	1			
40		6,018	1			
41	3^-	6,024	0,1	T,t1		
42		6,174	0,1,2	T,t,t1		
43		6,228	0,1,4	T1,T,t1		
44	2^+	6,274	2			
45		6,304	1,3,6			
46		6,360	8			

Tableau VII
Transitions gamma des niveaux de ^{58}Ni (suite)

Numéro	a)	(p,p'γ) b)			(p,p'γ) c)	
	J ^π	Energie	Etat final	Rapports de branchement en %	Etat final	Rapports de branchement en %
47	4 ⁺	6,402	0			
48		6,468	0,1			
49		6,475	0,1	T,t1		
50		6,507	11			
51		6,568	1			
52		6,601	2,11	T,t1		
53		6,665	0,1	t1,T		
54		6,72	0,1	t1,T		
55		6,77	1			
56		6,80	1			
57	3 ⁻ {	6,84	1			
58		6,99	1			
59		7,05	0	T		
60		7,10	0,1	t1,T		
61		7,13	0			
62		7,20	2			
63		7,27	0,1			
64		7,30	1			
65		7,38	0			
66		7,50	1			
67	>	7,58	0			
68		7,68	1			
69		7,70	0	T		
70		7,81	0,1	T,t1		
71		7,86	0,1			
72		8,11	0			

Tableau X
Energie des niveaux de ^{62}Ni

J^π	(p,p')	(p,p'\gamma)	$d\sigma/d\Omega$	J^π	(p,p')	(p,p'\gamma)	$d\sigma/d\Omega$
	$E_p = 11.5 \text{ MeV}$	$E_p = 12 \text{ MeV}$	$\theta_{\text{lab}} = 70^\circ$		$E_p = 11.5 \text{ MeV}$	$E_p = 12 \text{ MeV}$	$\theta_{\text{lab}} = 70^\circ$
2^+	1,169	1,17	2330	$2,3$	4,454		
0^+	2,043	2,05			4,502	4,50	75
2^+	2,244	2,30	233		4,618	4,61	37
4^+	2,334	2,34	373		4,652	4,64	17
2^+	2,890	2,89			4,704	4,70	
2^+	3,050	3,05			4,712		
2^+	3,150	3,15	117		4,780	4,77	
	3,168				4,835	4,78	
	3,249				4,847	4,85	
$1^+, 2^+$	3,265	3,26	466		4,860	4,87	
$1^+, 2^+$	3,363			$1,2$	4,885		
	3,464	3,47			4,949		
2^+	3,518	3,52	210		4,967		
3^-	3,750	3,74	107		4,981		
	3,844				4,995	5,00	
$1^+, 2^+$	3,853	3,85	210		5,016		
	3,965	3,96			5,041		
2^+	3,992	3,98	93		5,071	5,06	
	4,012				5,121		
$1^+, 2^+$	4,035	4,04	70		5,145	5,13	
	4,050				5,155		
	4,144	4,13				5,22	
$2^+, 3^+$	4,153	4,14	210			5,28	
	4,175					5,34	
	4,197					5,42	
	4,225					6,32	
$1^+, 2^+$	4,312	4,30				7,17	
	4,393					7,60	
$1^+, 2^+$	4,404	4,40				7,70	
	4,436	4,44	28			8,20	

Tableau XI

Transitions gamma des niveaux de ^{62}Ni

Numéro	a)	b) (p,p'γ)			c) (n,n'γ)		d) $^{62}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{62}\text{Ni}$	
	J ^π	Energie	Etat final	Rapport d'embranchement en %	Etat final	Rapport d'embranchement en %	Etat final	Rapport d'embranchement en %
1	2 ⁺	1,17	0	100	0	100	0	100
2	0 ⁺	2,04	1	100	1	100	1	100
3	2 ⁺	2,30	0,1	50,50	0,1	60,40	0,1	56,44
4	4 ⁺	2,34	1	100	1	100		
5	2 ⁺	2,88	1	100	1	100	1	
6	2 ⁺	3,05	1,3	30,70	0,1,3,4	11,39,35,15		
7	2 ⁺	3,15	0,1,3	33,33,33	0,1,3	27,65,8		
8	(4)	3,175						
9	1 ⁺ ,2 ⁺	3,257			1	100	1	
10	1 ⁺ , (2 ⁺)	3,269	1,5		0,1,2,3	14,63,18,5	1	
11	(4)	3,275						
12	1 ⁺ ,2 ⁺	3,37			0,2,3,5	60,12,13,15	0	
13	0 ⁺	3,46	1					
14	2 ⁺	3,518	1,3		0,1,2,6	5,80,8,6	1	
15	2 ⁺ ,3 ⁺	3,523			3,4,6,9	43,35,21,1		
16	3 ⁻	3,74	1,3	50,50	1,3	55,45		
17		3,849	0	100	3,10	50,50		
18	1 ⁺ ,2 ⁺	3,860						
19		3,96	0,1					
20	2 ⁺	3,98	3		0,1,10,15	37,55,6,1		
21	2 ⁺ , (1 ⁺)	4,04	3,7		0,3	48,52		
22		4,13	3					
23	2 ⁺ ,3 ⁺	4,14	4		3,4,6	32,21,47		
24	1 ⁺ ,2 ⁺	4,30	1		0	100		
25	1 ⁺ ,2 ⁺	4,40	1		0,12	45,55		
26		4,44	3					
27		4,50	3					
28		4,61	2					
29	2,3	4,64	1		1,4,24	49,39,12		
30		4,70	7		1,6	47,53		
31		4,77	1,4	50,50				
32	1,2	5,00	0,1,5		0,1	45,55		
33		5,28	3					
34	(3 ⁻)	6,32	0,1,10					
35		7,17	0,1	50,50				
36		7,60	0					
37		7,70	0					
38		8,20	0					

Tableau XII
Energie des niveaux de ^{64}Ni

J^π	(p,p') $E_p = 11,5 \text{ MeV}$	$(p,p'\gamma)$ $E_p = 12 \text{ MeV}$	$d\sigma/d\Omega$ $\theta_{\text{lab}}=70^\circ$	J^π	(p,p') $E_p = 11,5 \text{ MeV}$	$(p,p'\gamma)$ $E_p = 12 \text{ MeV}$	$d\sigma/d\Omega$ $\theta_{\text{lab}}=70^\circ$
2^+	1,344	1,34	1460		4,548		
0^+	2,275	2,27	29		4,567	4,57	
	(2,477)				4,584		
4^+	2,608	2,61	220		4,614		
(2^+)	2,865	2,87	29		4,632	4,64	
	2,971	2,98	58		4,670		
	3,028	3,02			4,692		
	3,165	3,16	340		4,720	4,73	
	3,273	3,27	73		4,741		
	3,393	3,40	73		4,762	4,77	
	3,459				4,796		
	3,483	3,48	29		4,894		
3^-	3,560	3,56	1080		4,928	4,92	
	3,647	3,65	58		4,966	4,97	
	3,748	3,74	73		4,991		
	3,795				5,009	5,00	
	3,808	3,80			5,028		
5^-	3,849	3,86	73			5,09	
	3,965	3,97				5,16	
	4,084	4,08	102			5,22	
	4,137					5,29	
	4,174	4,18	29			5,39	
	4,210	4,22	15			5,49	
	4,247					5,55	
	4,264	4,26	73			5,77	
	4,285					5,87	
	4,346	4,35	19			5,91	
	4,369					6,07	
	4,397					6,46	
	4,412	4,40				6,74	
	4,453	4,46	29			7,02	
	4,475					7,13	
	4,494					7,22	
	4,520	4,51	117			7,73	
						8,24	

Tableau XIII

Transitions gamma des niveaux de ^{64}Ni

Numéro	a)	(p,p'γ) b)		
	J^π	Energie	Etat final	Rapports de branchement en %
1	2^+	1,34	0	
2	0^+	2,27	1	100
3	4^+	2,61	1	100
4	(2^+)	2,87	1	100
5		2,98	2,1	
6		3,02	1	100
7	4^+	3,16	1	100
8		3,27	1,(0)	T,t
9		3,40	1,3	40,60
10		3,48	1,3	
11	3^-	3,56	1,0	90,10
12		3,74	1,3	
13		3,80	1	100
14	5^-	3,86	1,3	
15		3,97	1	
16		4,08	3	
17		4,18	0	
18		4,22	3	
19		4,26	1	
20		4,35	3	
21		4,40	2	
22		4,46	2	
23		4,57	1,2,3	
24		4,64	0,1	60,40
25		4,73	1	
26		4,77	0,1	
27		4,92	1	
28		4,97	1	
29		5,00	1	
30		5,09	1,21	
31		5,16	1,2	
32		5,21	2	
33		5,29	1	
34		5,39	1,2	
35		5,49	1,2	
36		6,46	0	T
37		7,02	0	T
38		7,22	0	T
39		7,73	0	T
40		8,24	0	T

Tableau XIV
Transitions gamma des niveaux de ^{60}Ni

(P,P'γ) a)					$^{60}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{60}\text{Ni}$ b)	
Numéro	Energie	J ^π _{c)}	Etat final	Rapports de branchement	Etat final	Rapports de branchement
1	1.332	2 ⁺	0	100	0	100
2	2.161	2 ⁺	0,1	15,85	0,1	13,87
3	2.284	0 ⁺	1	100	1	100
4	2.506	4 ⁺	1	100	1	100
5	2.626	3 ⁺	1,2	30,70	1,2,4	32,65,3
6	3.119	4 ⁺	1	100	1,5,3,4	90,10,t,t
7	3.124	2 ⁺	0,1	10,90	0,1,5,3,4	9,86,3,t,t
8	3.188	3 ⁺	1,2,4	33,33,33		
9	3.194	1 ⁺	0,1,2	15,50,35	0,1,2,3	15,40,30,15
10	3.269	2 ⁺	1,2,5	60,20,20	0,1,2,3,5	15,44,20,t,t,20
11	3.393	2 ⁺	1,2	60,40	0,1,2	t,75,25
12	3.620	1 ⁺	2,4,5	t,30,70		
13	3.675	4 ⁺	4	100		
14	3.729	1 ⁺ ,2 ⁺	1,(3),4,(12)	23,t,77,t	0,1,3	4,78,18
15	3.741	0 ⁺	1,7	61,39		
16	3.875		1,7	55,45		
17	3.891		1,5,11	33,41,26		
18	3.927	(1)	2,4	40,60		
19	4.005	2 ⁺	0,1	50,50	0,1,2	35,52,20
20	4.020	1 ⁺	0,1	50,50	0,1,6	55,35,10
21	4.042	3 ⁻	0,1,2	8,58,34		
22	4.078	1 ⁺ ,2 ⁺	0,1	45,55	0,1,2	3,60,35
23	4.116		0,1,4	19,30,50		
24	4.169		4,(5)	T,t		
25	4.191		5,13,(14)	50,50,t		
26	(4.30)		(4)			
27	4.318	1 ⁺ ,2 ⁺	1,(4)	T,t	0,1	25,75
28	4.340		2,(7)	T,t	0	100
29	4.497	(1 ⁺),2 ⁺	1	100	0,1,2	7,85,7
30	4.548	1 ⁺ ,2 ⁺	1,2,3	23,39,39	0,1,2,3,7	10,10,35,32,15
31	4.578		0,1,2	24,41,35	0,1,9	65,10,25

Tableau XIV (suite)

(p,p'γ) a)					$^{60}\text{Cu} \xrightarrow{\beta^+} ^{60}\text{Ni}$ b)	
Numéro	Energie	J^π_c	Etat final	Rapports de branchement	Etat final	Rapports de branchement
32	4.768	5^- 4^+	5,7	45,55	0,1	80,20
33	4.849				0,1	50,50
34	4.859		0,1	62,38		
35	4.959		1,4	50,50		
36	4.974		5,13	65,35		
37	5.111		4,13	50,50		
38	5.132		1	100		
39	5.174		5	100		
40	5.205		4	100		
41	5.318		4	100		
42	5.379	(3^-)	7	100		
43	5.448		1	100		
44	5.530		2,5	60,40		
45	5.781	(2^+)	4			
46	5.799		1,4			
47	5.824		7			

Tableau XV
Résultats $^{59}\text{Co}(^3\text{He}, d\gamma)^{60}\text{Ni}$

Energie	Niveaux p,p' _γ	L transféré	(2J+1)C ² S	Etats finals			
3,62	3,618	1	11,69	3 ₁ ⁺			
3,68	3,675			2 ₁ ⁺ (faible)	4 ₁ ⁺		
3,73	3,729			2 ₁ ⁺	4 ₁ ⁺		
3,74	3,741			2 ₁ ⁺			
3,93	3,927	1	2,44	2 ₂ ⁺	4 ₁ ⁺	3,194	
(3,94)				2 ₂ ⁺			
4,17	4,169	1	0,98	4 ₁ ⁺			
(4,19)				3 ₁ ⁺			
4,30-4,31	4,318	1	3,46	2 ₁ ⁺	2 ₂ ⁺	(4 ₁ ⁺)	(3,68) 3,73
4,41		1	4,72	3,12			
4,49	4,497	1	1,78	2 ₁ ⁺			
4,59				2 ₁ ⁺			
4,77	4,768	1	2,22	3,12			
4,79				2 ₁ ⁺ (faible)	3 ₁ ⁺	3,12	
(4,95)							
4,97	4,974	1	1,21	3 ₁ ⁺			
5,10				2 ₁ ⁺	(4 ₁ ⁺)	3,68	
5,11	5,111	1	2,01	2 ₂ ⁺	4 ₁ ⁺	3,68	
5,13-5,14				4 ₁ ⁺			
5,27				(3,93)			
5,39		1	0,97	3,68			
5,41				4,77			
5,50				3 ₁ ⁺			
5,66		3	3,36	4 ₁ ⁺			
5,79	5,781	1	2,11	3 ₁ ⁺			
6,14				3,68			
6,28				3,19 3,97			
6,39							
6,61							
6,88							
6,98							
7,11							
7,30							
7,53							
7,78							

* 7,94 ; 8,10 ; 8,30 ; 8,49 ; 8,66 ; 8,81

Tableau XVI
Les niveaux à phonons

	^{58}Ni	^{60}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
1 phonon quadrapolaire	2^+ 1,453	2^+ 1,332	2^+ 1,17	2^+ 1,34
2 phonons quadrapolaires	0^+ 2^+ 4^+ 2,941 2,771 2,457	0^+ 2^+ 4^+ 2,285 2,161 2,506	0^+ 2^+ 4^+ 2,04 2,30 2,34	0^+ 2^+ 4^+ 2,27 2,87 2,61
3 phonons quadrapolaires	3^+ 4^+ 6^+ 4,380 4,962 3,420 3,618 5,170	2^+ 3^+ (4^+) 3,927 3,393 3,188 3,675 5,205	2^+ (3^+) 4^+ 3,05 3,523 3,275	4,08 4,22 4,35 4,40 4,46
1 phonon octupolaire	3^- 4,475	3^- 4,042	3^- 3,74	3^- 3,56
1 phonon hexadecapolaire	4^+ 4,755	4^+ 5,111		(4^+) 3,16

Tableau XVII

Comparaison entre les résultats expérimentaux et plusieurs calculs théoriques

Noyau	J^π	Exp.	S. Cohen	N. Auerbach	R. Raj	Y.K. Gambhir
^{58}Ni	2_1^+	1,45	1,31	1,44	1,28	1,65
	2_2^+	2,77	2,88	2,92	2,09	2,54
	4_1^+	2,46	2,29	2,46	2,23	2,73
	4_2^+	3,62	3,95	4,02	2,97	
	3_1^+	3,42	3,49	3,68		
	1_1^+	2,90	3,81	3,98		
	0_2^+	2,94	2,54	2,72	2,31	3,17
	2_3^+	3,04	3,67	3,32		
	2_4^+	3,26		3,40		
	3_2^+	3,78		4,58		
	1_2^+	3,59		4,42		
^{60}Ni	2_1^+	1,33	1,42	1,55	1,49	2,02
	2_2^+	2,16	2,17	2,36	2,34	2,91
	4_1^+	2,50	2,20	2,50	2,62	2,98
	4_2^+	3,12	2,80	3,02	2,85	
	3_1^+	2,61	2,71	2,99		
	1_1^+	3,19	3,45	3,81		
	0_2^+	2,28	2,32	2,27	2,38	2,72
	2_3^+	3,12	2,58	2,88		
	2_4^+	3,27		3,10		
	3_2^+	3,19	3,37	3,49		
^{62}Ni	2_1^+	1,17	1,53	1,56	1,57	1,95
	2_2^+	2,30	2,25	2,40	2,35	3,54
	4_1^+	2,34	2,20	2,60	2,80	3,70
	4_2^+		2,76	3,01	2,90	

Tableau XVII

Noyau	J^π	Exp.	S. Cohen	N. Auerbach	R. Raj	Y.K. Gambhir
^{62}Ni	3_1^+		2,84	3,04		
	1_1^+		3,57	3,58		
	0_2^+	2,04	2,01	2,08	2,55	2,54
^{64}Ni	2_1^+	1,34	1,56	1,56	1,52	1,39
	2_2^+	2,87	2,37	2,47	2,45	2,59
	4_1^+	2,61	2,25	2,61	2,72	2,31
	4_2^+	3,16	2,72	2,97	3,01	
	3_1^+		3,07	2,99		
	1_1^+		3,84	3,56		
	0_2^+	2,27	2,15	2,15	2,66	3,49

Tableau XVIII

Probabilités de transition $B(E2)$ ($e^2 \text{ fm}^4$) expérimentales et calculées

	^{58}Ni		^{60}Ni		^{62}Ni	
Transition	Exp.	Auerbach	Exp.	Auerbach	Exp.	Auerbach
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	145	117	195	200	168	250
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	11	15	<1,4	6	7,1	0,3
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	190	0,004	<503	55	110	75
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	560	31		17		7

Tableau XIX

Rapport des probabilités de transitions $\frac{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$ expérimentaux et calculés

	^{58}Ni	^{60}Ni	^{62}Ni
Expérience	0,06	$\sim 0,003$	0,06
Auerbach	3700	0,05	0,004
Cohen	33,1	0,05	0,03

Tableau XX

Calculs de Alzetta, Rimini, Weber, Gmittro, Sawicki

J^π	^{58}Ni			^{60}Ni			^{62}Ni			^{64}Ni		
	QTD	QSTD	EXP	QTD	QSTD	EXP	QTD	QSTD	EXP	QTD	QSTD	EXP
0^+	0,0 2,452	-0,028(05) 2,348(7,9)	0 2,941	0,0 2,159	-0,119(2,4) 1,944(8)	0 2,284	0,0 1,663	-0,246(5,7) 1,410(8,2)	0 2,04	0,0 2,171	-0,215(3,9) 1,898(8,8)	0 2,27
2^+	1,432 2,362 2,878	1,335(3,5) 2,189(11,9) 2,608(15,1)	1,453 2,771 3,035	1,573 2,537 2,600	1,397(10,1) 2,099(22,2) 2,453(7,5)	1,332 2,161 3,124	1,797 2,507 3,095	1,650(5) 2,167(15,9) 2,696(20,6)	1,17 2,30 2,88	1,823 3,098 3,271	1,621(7,3) 2,626(33,1) 3,008(10,7)	1,34 2,87
3^+				2,954 3,488	2,640(18,2) 3,122(15,7) 3,819(94,6)	2,626 3,188	2,884 3,345	2,421(20,7) 3,116(11,9) 4,181(89,7)	3,523			
4^+	2,488 4,016 7,939	2,401(3,3) 3,744(63,1) 4,086(40,5)	2,457 3,530 3,618	2,631 3,909 6,923	2,533(4,1) 3,485(72,6) 3,876(34,4)	2,506 3,119 3,675	3,00 3,396 5,285	2,893(4,4) 3,144(14,2) 3,803(92,5)	2,34 3,17 3,27	3,110 3,596 4,030	2,871(11,9) 3,339(42,6) 3,408(10,4)	2,61 3,16
3^-	4,487 5,617	4,402(4,4) 5,445(15,7) 5,823(91,8)	4,475 6,024	4,294 5,085	4,138(8,7) 4,800(16,7) 5,425(95,8)	4,042	3,964 4,259	3,695(12,7) 3,957(16,1) 5,053(99,5)	3,74	3,449 3,984	3,139(14,7) 3,682(13,9) 4,499(98,8)	3,56

Tableau XXI

Résultats des calculs par méthode I.G.E.

Noyau	Orbite	E_v	v_v	Δ_v	$\tilde{g}_v$
^{57}Ni $V_o = - 24,50$ $\frac{\delta\langle N \rangle}{\langle N \rangle} = 6 \times 10^{-4}$	$2p_{3/2}$	0,97	0,45	0,77	0,58
	$1f_{5/2}$	1,73	0,18	0,61	1,62
	$2p_{1/2}$	2,05	0,20	0,82	1,88
	$1g_{9/2}$	4,40	0,06	0,49	4,37
	$1d_{5/2}$	10,80	1,00	0,69	-10,78
	$2s_{1/2}$	6,70	1,00	0,86	- 6,64
	$1d_{3/2}$	5,70	1,00	0,67	- 5,66
	$1f_{7/2}$	3,10	1,00	0,62	- 3,04
^{59}Ni $V_o = - 26,72$ $\frac{\delta\langle N \rangle}{\langle N \rangle} = 2 \times 10^{-3}$	$2p_{3/2}$	1,29	0,75	1,28	- 0,18
	$1f_{5/2}$	1,74	0,35	1,14	1,32
	$2p_{1/2}$	1,91	0,37	1,31	1,39
	$1g_{9/2}$	4,25	0,11	0,91	4,15
	$1d_{5/2}$	10,90	1,00	1,30	-10,82
	$2s_{1/2}$	6,90	0,99	1,49	- 6,74
	$1d_{3/2}$	5,90	0,99	1,26	- 5,76
	$1f_{7/2}$	3,15	0,98	1,16	- 2,93
^{61}Ni $V_o = - 26,47$ $\frac{\delta\langle N \rangle}{\langle N \rangle} = 4 \times 10^{-3}$	$2p_{3/2}$	1,38	0,74	1,37	- 0,14
	$1f_{5/2}$	1,57	0,49	1,33	0,83
	$2p_{1/2}$	2,19	0,94	1,41	- 1,68
	$1g_{9/2}$	3,79	0,14	1,07	3,64
	$1d_{5/2}$	10,90	1,00	1,54	-10,79
	$2s_{1/2}$	6,90	0,99	1,67	- 6,69
	$1d_{3/2}$	6,00	0,99	1,48	- 5,81
	$1f_{7/2}$	3,16	0,97	1,38	- 2,84

Tableau XXI

Résultats des calculs par méthode I.G.E. (suite)

Noyau	Orbite	E_v	v_v	Δ_v	$\tilde{g}_v$
^{63}Ni $V_o = - 26,14$ $\frac{\delta\langle N \rangle}{\langle N \rangle} = 1 \times 10^{-4}$	$2p_{3/2}$	1,64	0,89	1,34	- 0,95
	$1f_{5/2}$	1,50	0,81	1,43	- 0,44
	$2p_{1/2}$	2,08	0,35	1,36	1,57
	$1g_{9/2}$	3,04	0,19	1,14	2,82
	$1d_{5/2}$	11,00	1,00	1,64	-10,88
	$2s_{1/2}$	7,00	0,99	1,69	- 6,79
	$1d_{3/2}$	6,00	0,99	1,57	- 5,79
	$1f_{7/2}$	3,17	0,97	1,47	- 2,81
^{65}Ni $V_o = - 27,51$ $\frac{\delta\langle N \rangle}{\langle N \rangle} = 2 \times 10^{-4}$	$2p_{3/2}$	2,03	0,96	1,15	- 1,67
	$1f_{5/2}$	1,81	0,93	1,26	- 1,30
	$2p_{1/2}$	1,74	0,35	1,14	1,30
	$1g_{9/2}$	2,59	0,19	0,98	2,40
	$1d_{5/2}$	11,20	1,00	1,40	-11,11
	$2s_{1/2}$	7,60	1,00	1,44	- 7,46
	$1d_{3/2}$	6,20	0,99	1,37	- 6,05
	$1f_{7/2}$	3,20	0,97	1,26	- 2,94

Tableau XXII

Energie des états à une particule sur les couches de protons

Noyau	$E_{p_{3/2}}$	$E_{f_{5/2}}$	$E_{p_{1/2}}$	$E_{g_{9/2}}$	$E_{d_{3/2}}$	$E_{s_{1/2}}$	$E_{d_{5/2}}$	$E_{f_{7/2}}$
^{58}Ni	- 3,42	- 2,51	- 2,93	- 0,38	11,86	11,15	11,72	8,18
^{60}Ni	- 4,80	- 3,82	- 4,32	- 2,08	12,94	12,24	12,70	9,53
^{62}Ni	- 6,12	- 4,78	- 5,45	- 3,61	14,12	13,36	13,68	11,11
^{64}Ni	- 7,45	- 6,00	- 6,68	- 4,67	15,53	14,77	15,17	12,48

Tableau XXIII

Intensité des composantes des fonctions d'onde calculées par la méthode à 2 quasi-particules en R.P.A.

2 ⁺	8/8	9/9	11/11	8/9	8/10	9/10	7/7	8/7	9/7	8/7	9/7	
1,31 2,55 2,92 3,18 3,33 3,61 4,68 5,20 5,90 6,31	52 31 17	10 13 66 6		26 16 54	29 64 6	4 12 7 76		5 8 6 8 5 57 12		5 12 13 25 12 27	13 67 6 14	58Ni
1,22 2,57 3,13 3,22 3,34 3,84 4,62 5,09 6,02 6,33	29 38	9 15 58 8 8		6 15 38 10 30	28 7 50 16	11 12 26 49		11 5 6 17 46 15		10 7 11 32 30 6	17 63 8 10	60Ni
1,18 2,67 2,95 3,31 3,51 4,10 4,57 4,66 4,73 6,11 6,83	17 46	21 25 42 5 5		8 5 38 46	18 17 62	15 9 33 7 29		12 15 32 38		9 6 49 9 17	42 40 8	62Ni
1,71 3,07 3,26 3,53 3,84 4,40 4,72 5,08 5,33 6,25 6,97	7 5 36 49	27 64		7 7 76 8	13 10 28 45	22 15 25 17 9 8		12 8 53 24		9 59 21	10 25 50 9	64Ni

Tableau XXIII (suite 2)

4 ⁺	9/9	11/11	8/9	7/7	8/7	9/7	10/7	8/7	9/7	10/7	
2,16 3,44 3,68 4,46 4,82 4,95 5,44 5,94 6,12 8,58	81 15		80 10 9					5 38 50		12 7 10 30 27 8	58Ni
		100		98		7 15 71	9 7 16 58 5		62 14		
2,06 3,24 3,88 4,50 4,78 4,97 5,40 5,93 6,21 7,99	7 87 5		70 11 16		4 21 7 41 27 10 77		4 11 27	5 30 38 18 7		5 12 36 36 6	60Ni
		100		95		52			12		
1,90 2,98 4,18 4,40 4,70 4,90 5,21 5,76 6,23 6,42	13 80		65 18 16		20 36 37		8 11 72	5 32 19 39	68 11 5	5 12 9 46 23	62Ni
		94		85 8		6 82					
2,38 3,23 4,35 4,48 5,06 5,16 5,51 5,88 6,30 6,55	22 71		55 25 17		30 15 5 60	76	11	75	11	6 32 6 35	64Ni
		100		88 6		80 5 87	16		5		

Tableau XXIII (suite 3)

5 ⁻	11/8	11/9	11/10	9/4	11/7	11/7	
5,15	81	7	10				⁵⁸ Ni
5,93	16	66	16				
6,19		25	73				
6,89				7	30	57	
4,98	64	17	13				⁶⁰ Ni
5,59	26	70					
5,97	9	9	80				
6,64			5	6	32	50	
3,42	49	35	11				⁶² Ni
3,89	40	58					
4,40	10		86				
5,33						90	
4,04	23	45	25				⁶⁴ Ni
4,49	19	49	31				
4,67	56		43				
5,78						90	

Tableau XXIV

Comparaison des énergies expérimentales et calculées

	⁵⁸ Ni		⁶⁰ Ni		⁶² Ni		⁶⁴ Ni	
	Calcul	Exp	Calcul	Exp	Calcul	Exp	Calcul	Exp
2 ⁺	1,31	1,453	1,22	1,332	1,18	1,17	1,71	1,34
	2,55	2,771	2,57	2,161	2,67	2,30	3,07	2,87
	2,92	3,035	3,13	3,124	2,95	2,88		
	3,18	3,262	3,22	3,269	3,31	3,05		
	3,33	3,901	3,34	3,393	3,51	3,15		
4 ⁺	3,61	4,107	3,84	3,729	4,10	3,26		
	2,16	2,457	2,06	2,506	1,90	2,34	2,38	2,61
	3,44	3,530	3,24	3,119	2,98	3,17	3,23	3,16
	3,68	3,618	3,88	3,675	4,18	3,27		
3 ⁻ 5 ⁻	4,46	4,401						
3 ⁻ 5 ⁻	4,06	4,475	3,71	4,042	2,69	3,74	3,34	3,56
	5,15	5,594	4,98	4,974			4,04	3,86

Tableau XXIV bis

Transitions E.M. et $\Delta T = 0$ des niveaux R.P.A.

	⁵⁸ Ni			⁶⁰ Ni			⁶² Ni			⁶⁴ Ni		
	E	G(EN)	G(IS)	E	G(EN)	G(IS)	E	G(EN)	G(IS)	E	G(EN)	G(IS)
2 ⁺	1,31	1,03	2,84	1,22	2,3	5,5	1,17	2,5	6,6	1,71	1,9	4,5
	2,55	0,65	1,	2,57	0,5	0,5	3,31	0,12	0,11	4,40	0,18	
	3,18	0,3	0,2	3,24	0,21	0,1	4,10	0,45	0,12	4,72	1,7	0,4
	3,33	0,3	0,2	3,84	0,57	0,16	4,66	1,3	0,4	5,08	0,34	
	3,61	0,25	0,14	4,62	1,6	0,3	5,06	0,55		6,97	1	0,3
	4,68	2	0,3	5,09		0,3	0,83	1	0,3			
	6,31	0,87	0,11	6,33	0,9	0,14						
3 ⁻	4,06	6,7	10	3,71	7,3	10,5	2,69	4,1	8,8	3,34	4,3	8,7
	5,53	2,2	1	5,51	1,9	0,5	4,67	2,4	1,8	4,54	1,4	0,7
	6,54	0,56	0,34	5,92	0,47	0,1	4,70	2,3	1,63	5,35	1,37	0,68
	7,75	0,5		7,95	2,9		6,30	1,57	0,23	6,76	1,05	
	8,14	1		8	2		6,95	1,38	0,25	7,04	1,32	0,18
	8,25	2,2					7,72	2,86	0,13	7,61	0,27	
										7,98	3,2	0,17
4 ⁺	2,16	2,5	6	2,06	3	7,3	1,91	2,9	7,5	2,38	2	4,7
	3,44	0,6	0,6	3,24	0,1	0,1	4,18	3	2	4,34	3,5	21
	3,68	3	2,5	3,88	3,6	2,2	4,40	0,36	0,34	4,48	0,1	0,1
	4,46	2,8	1,1	4,50	1,5	0,7	4,90	1,46	0,15	5,16	0,37	
	5,44	0,61		4,78	0,45		5,76	1,37		5,88	1,6	0,12
	5,94	3,5	0,22	5,40	0,54		6,42	2,9	0,52	6,55	2,7	0,6
				5,93	3,1	0,3						
5 ⁻	5,15	0,2	2,5	4,98	0,5	0,44	3,42	0,25	4,5	4,04	0,3	4,6
	6,89	5	5	6,64	4,4	3,2	5,33	0,65	1,9	5,78	0,6	1,45
							7,31	7	1,5	7,60	5,6	1,1

Tableau XXV - Probabilités de transition T=0 et E.M.

^{58}Ni

^{60}Ni

Energie	J^π	$\Delta T=0$	Etat final	Multipole	$B(E_\lambda)$	Energie	J^π	$\Delta T=0$
1,453	2^+	18,2	0_1^+	E2	10	1,332	2^+	20,2
2,457	4^+	5,8	2_1^+	E2	< 42	2,161	2^+	0,23
2,775	2^+	0,56	2_1^+	E2	11,2	2,506	4^+	6
			0_1^+	E2	$4,10^{-2}$	3,119	4^+	2,95
3,035	2^+	1,24	0_1^+	E2	2	3,124	2^+	1,75
			2_1^+	E2	2,4	3,393	2^+	0,79
3,262	2^+	1,24	0_1^+	E2	3	3,675	4^+	1,68
			2_1^+	E2	9	4,042	3^-	16,5
3,420	3^+		4_1^+	M1	10^{-1}	4,30	4^+	1,52
3,530	4^+	0,75	2_1^+	E2	7	4,497	2^+	0,63
3,593	1^+		0_1^+	M1	10^{-2}	4,974	5^-	8
3,618	4^+	1,55	2_1^+	E2	2,4	5,111	4^+	5,3
			4_1^+	E2	3,6	5,61	3^-	1,92
3,776	3^+		2_1^+	[M1	$0,510^{-2}$	6,20	3^-	4,5
				[E2	1	6,60	3^-	2,14
			4_1^+	[M1	$0,510^{-1}$	7,10	3^-	2,38
				[E2	< 50			
3,901	2^+	0,44	0_1^+	E2	0,48			
			2_1^+	E2	0,01			
				M1	10^{-2}			
4,107	2^+		0_1^+	E2	0,17			
			2_1^+	E2	0,04			
				M1	$1,310^{-2}$			
4,401	4^+	3,95	2_1^+	E2	3			
4,475	3^-	15,3	2_1^+	M1	210^{-2}			
4,755	4^+	4,4						

Tableau XXV (suite)

Energie	J^π	$\Delta T=0$	Etat final	Multipole	$B(E_\lambda)$	Energie	J^π	$\Delta T=0$
5,170	6^+	6,9						
5,380	4^+	3						
5,590	4^+	3						
5,594	5^-	2,5						
5,803	4^+	2,45						
6,024	3^-	1,52						
6,274	2^+	0,6						
6,568	4^+	1						
6,84	3^-	4,26						
7,13	4^+	4,9						
7,58	3^-	2,7						
7,81	3^-	1,7						

Tableau XXVI

Niveaux de ^{58}Ni à caractère collectif.

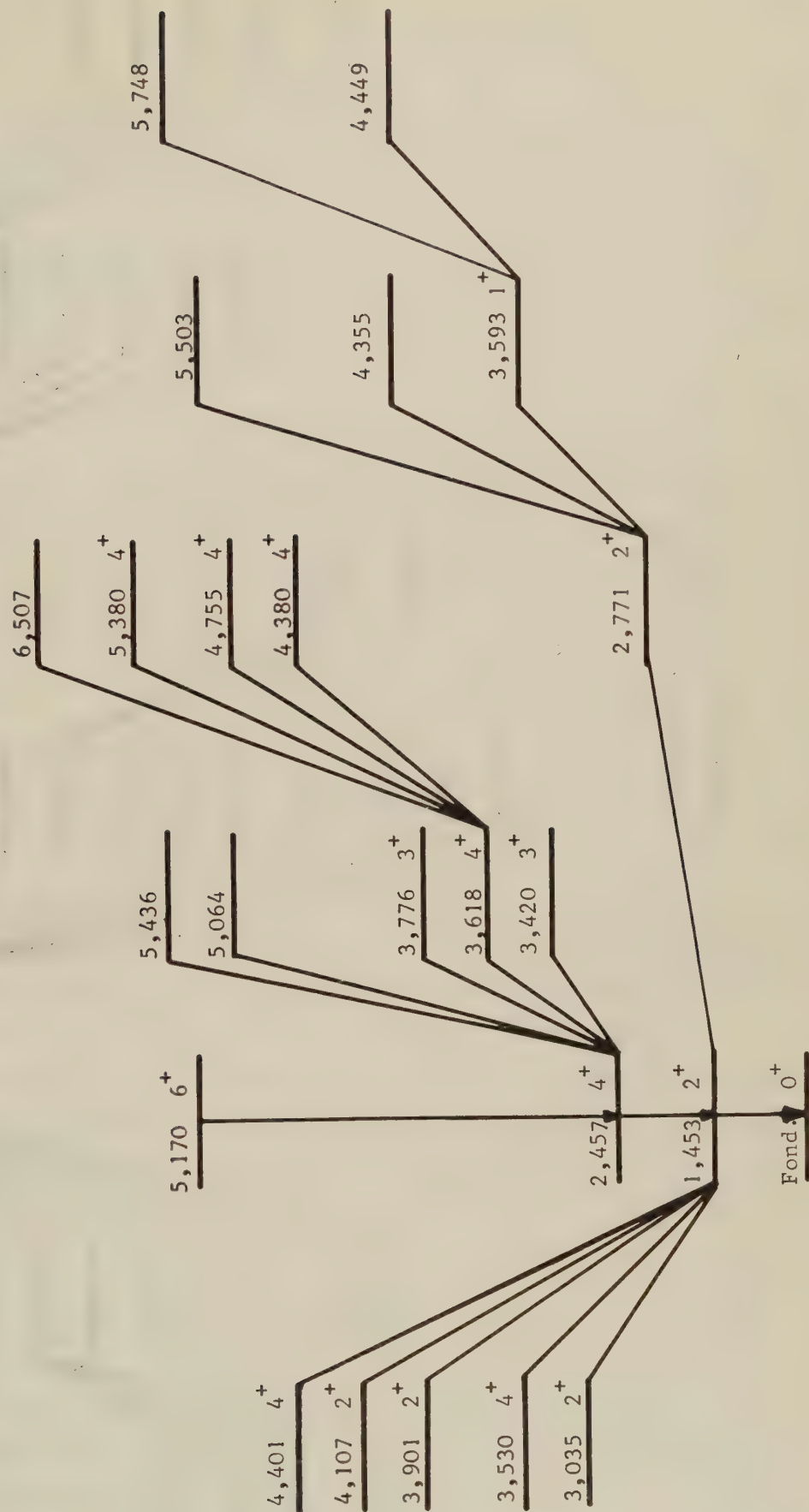
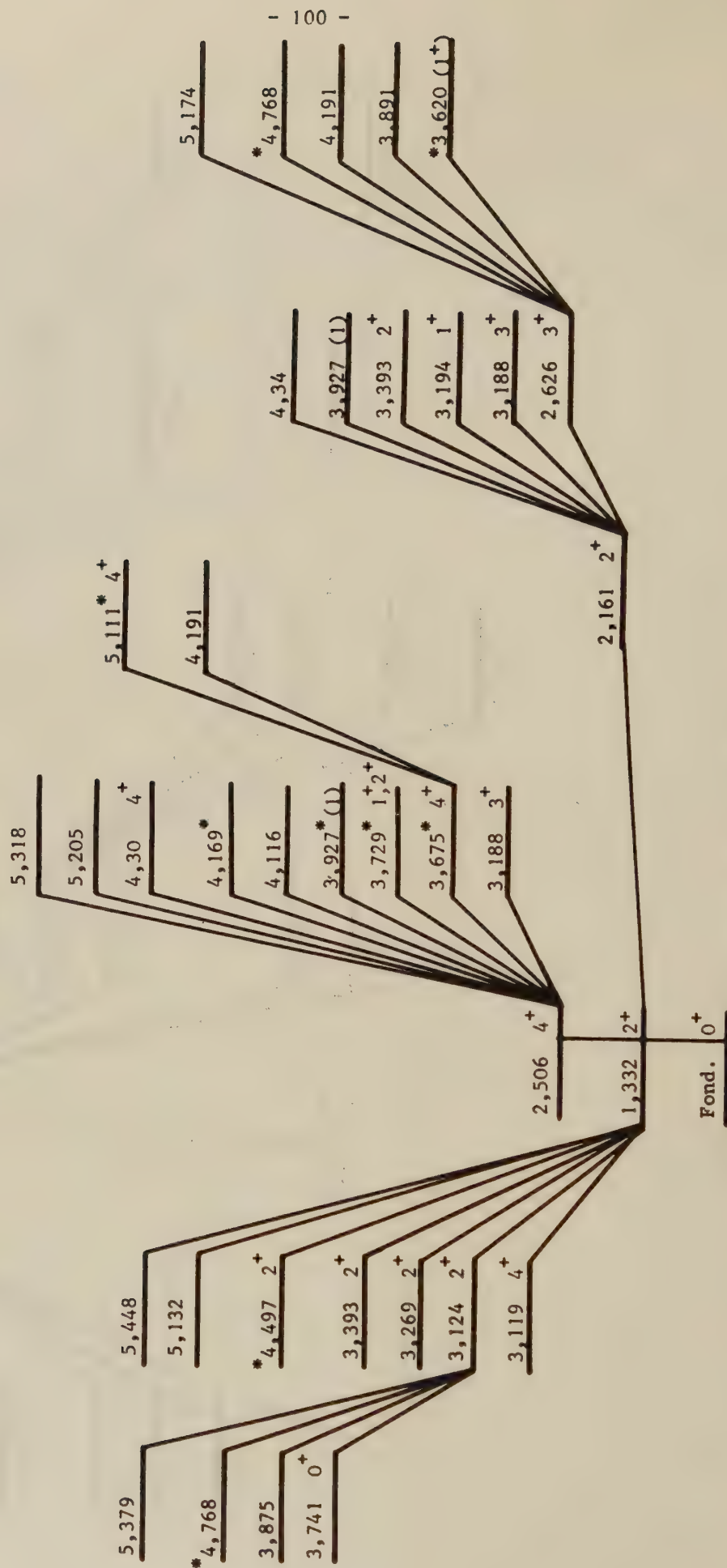


Tableau XXVII

Niveaux de ^{60}Ni à caractère collectif.



LEGENDES DES FIGURES

- 1 - Expérience $^{58}\text{Ni}(p, p'\gamma)$. Montage des détecteurs dans la chambre à diffusion. Détecteurs de particules : P_1 à 85° dans un bloc de cuivre refroidi par effet Peltier ; P_2 à 135° monté sur une tirette permettant un mouvement longitudinal de façon à l'avancer aussi près que possible de la cible.
 Détecteurs gamma : $\text{NaI(Tl)} [12,5 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}]$
 à 90° dans le plan de réaction
 $\text{Germanium (Li)} 25 \text{ cm}^3$
 à structure puits à 90° au-dessus du plan de réaction.
- 2 - Schéma de la chaîne multi-paramétrique. Les informations provenant des amplificateurs (non représentés) vont vers les convertisseurs analogiques-numériques (CAN). La partie logique (coïncidences lentes) génère les signaux d'autorisation de codage et de réarmement du registre de regroupement vers lequel sont envoyées les informations après codage (traits forts), celles-ci sont accompagnées d'un digit de référence (traits fins). La répartition des digits dans le registre a été fixée au préalable à l'aide d'une matrice à diodes.
- 3 - Courbes de niveaux des états à 2,30 ; 2,34 ; 3,74 MeV de ^{62}Ni . Les énergies de protons se trouvent en abscisse et celles de gamma en ordonnée. En coïncidence avec 3,74 MeV il y a un pic à 2,57 MeV (transition 3,74 $\rightarrow$ 1,17 MeV) avec le pic du 1er échappement (2,06 MeV). La transition vers 2,30 MeV est très nette puisqu'on voit la raie γ de transition (1,44 MeV) et les raies γ caractéristiques du niveau à 2,30 MeV : (1,17 MeV et 2,30 MeV).

- 4 - Spectre de protons diffusés sur cible de ^{62}Ni ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) à 85° (lab.).
La résolution en énergie est environ 20 keV.
- 5 - Courbes de diffusion élastique de protons par ^{62}Ni et ^{64}Ni . Les croix représentent nos points expérimentaux et les cercles ceux de Lee et Schiffer (Argonne).
- 6 - Distributions angulaires de deutons diffusés élastiquement par ^{62}Ni et ^{64}Ni . Les courbes correspondent aux calculs DWBA.
- 7 - Spectre des énergies de protons mesurées à 40° (lab.) provenant de la réaction $^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$.
- 8 - Doublet 2,898 - 2,941 MeV. La partie supérieure représente les courbes de niveaux correspondant aux coïncidences proton- γ (NaI). Dans la partie centrale se trouve le spectre des protons associés et dans la partie inférieure les spectres γ (NaI).
- 9 - Courbes de niveaux Germanium correspondant aux coïncidences P_1 -Ge la croix se trouve à l'endroit où serait la raie de 1,488 de transition 2,941 $\rightarrow$ 1,453 MeV si elle existait.
- 10 - Spectres γ obtenus à partir des coïncidences Ge(Li)- P_2 . Les pics de protons correspondant apparaissent en haut à droite de la figure.
- 11 - Spectres de temps des niveaux 2,898 et 2,941 MeV de ^{58}Ni . Celui du second niveau est décalé et élargi. L'évaluation de la vie moyenne a été faite sur la variation de pente du front de descente du pic.
- 12 - Doublet 5,590 - 5,594 MeV. Cette figure représente les courbes de niveaux, les pics à 4,14 ; 3,13 ; 2,32 ; 1,80 ; 1,453 ; 1,00 MeV sont alignés et correspondent au niveau à 5,594 MeV ; le pic noté 5,60 MeV et les pics d'échappement font partie d'un autre alignement (5,590 MeV).

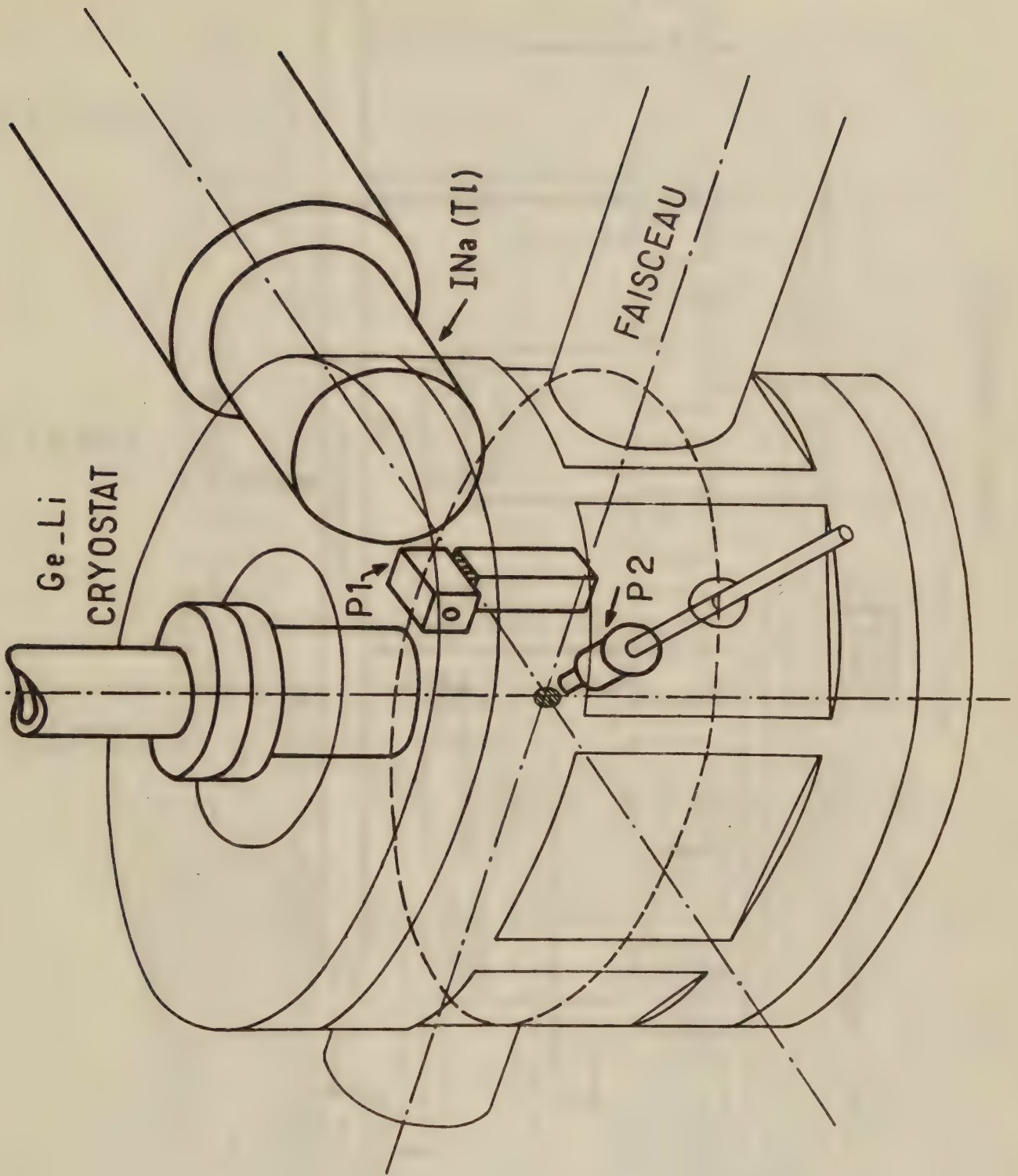


FIG.1

SIGNAUX ANALOGIQUES

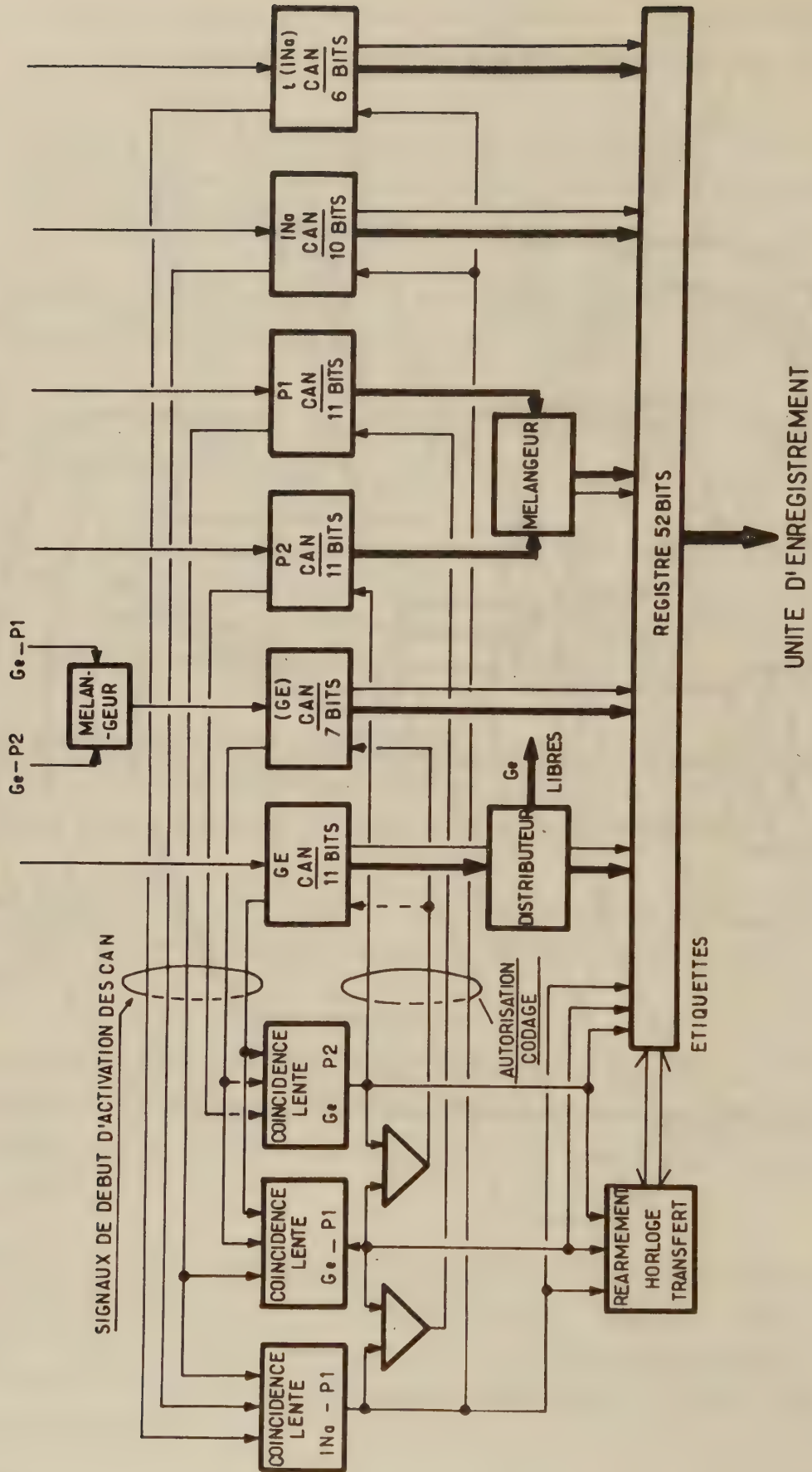


FIG. 2

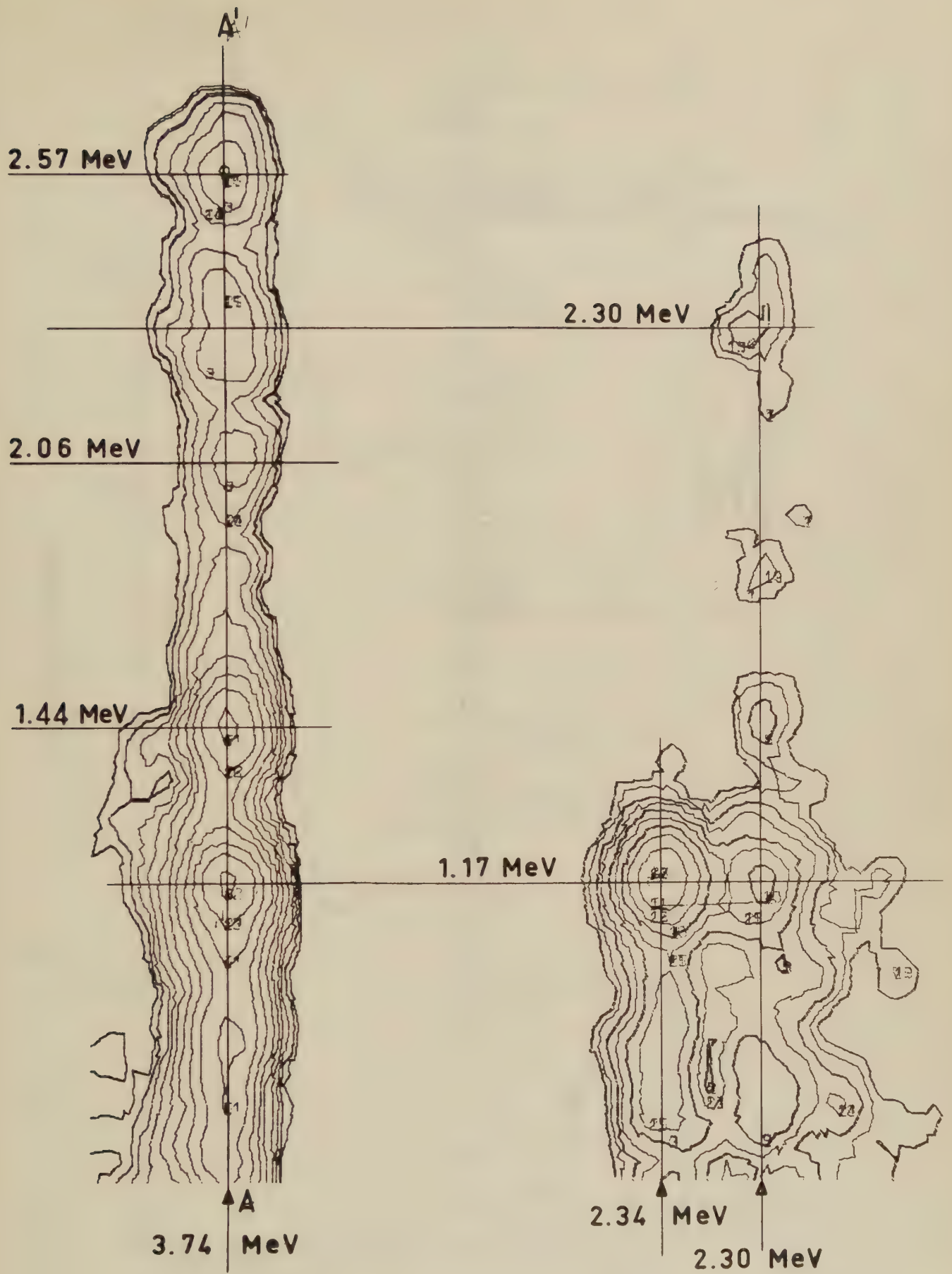


FIG. 3

FIG. 4

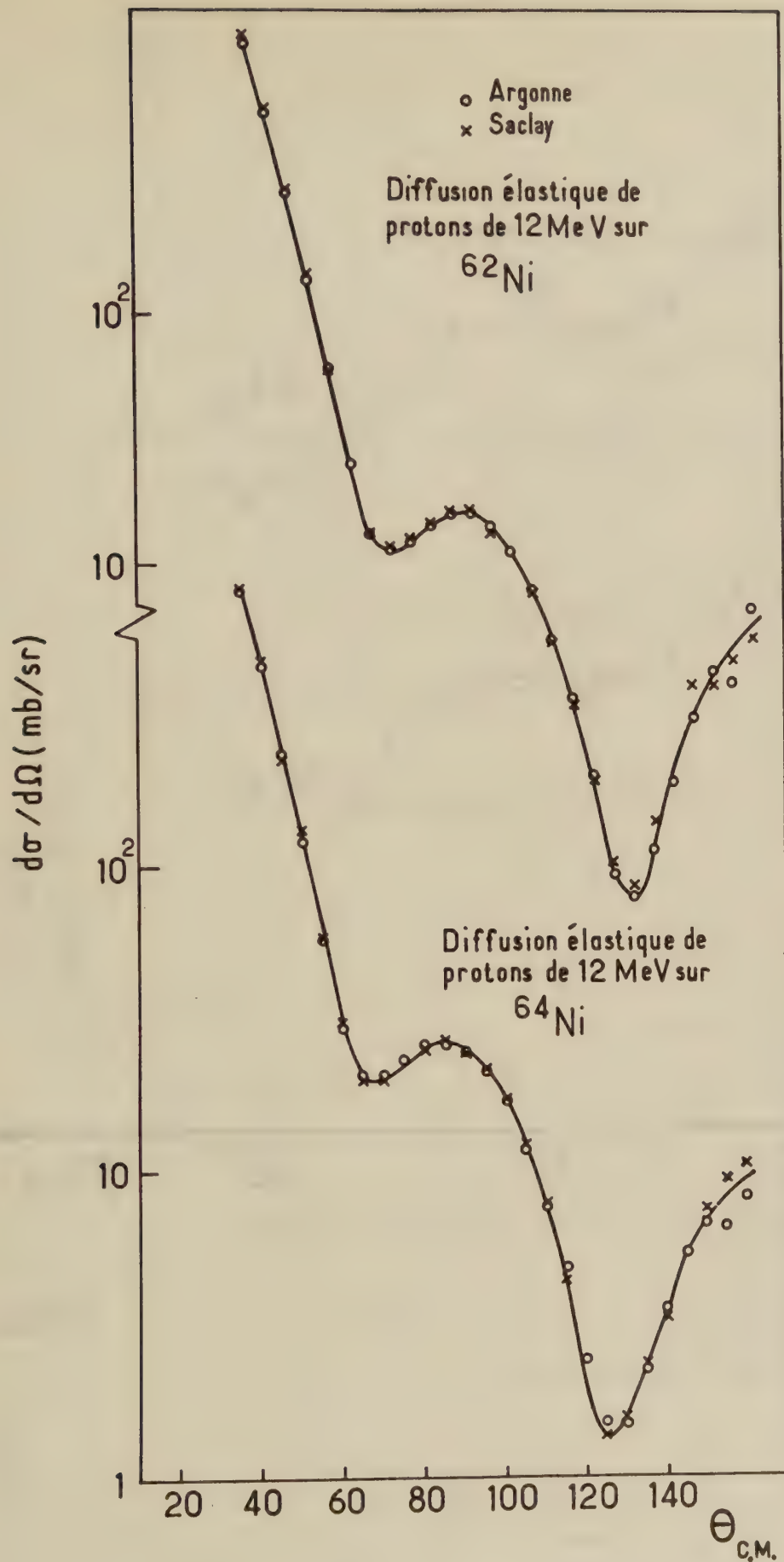


FIG.5

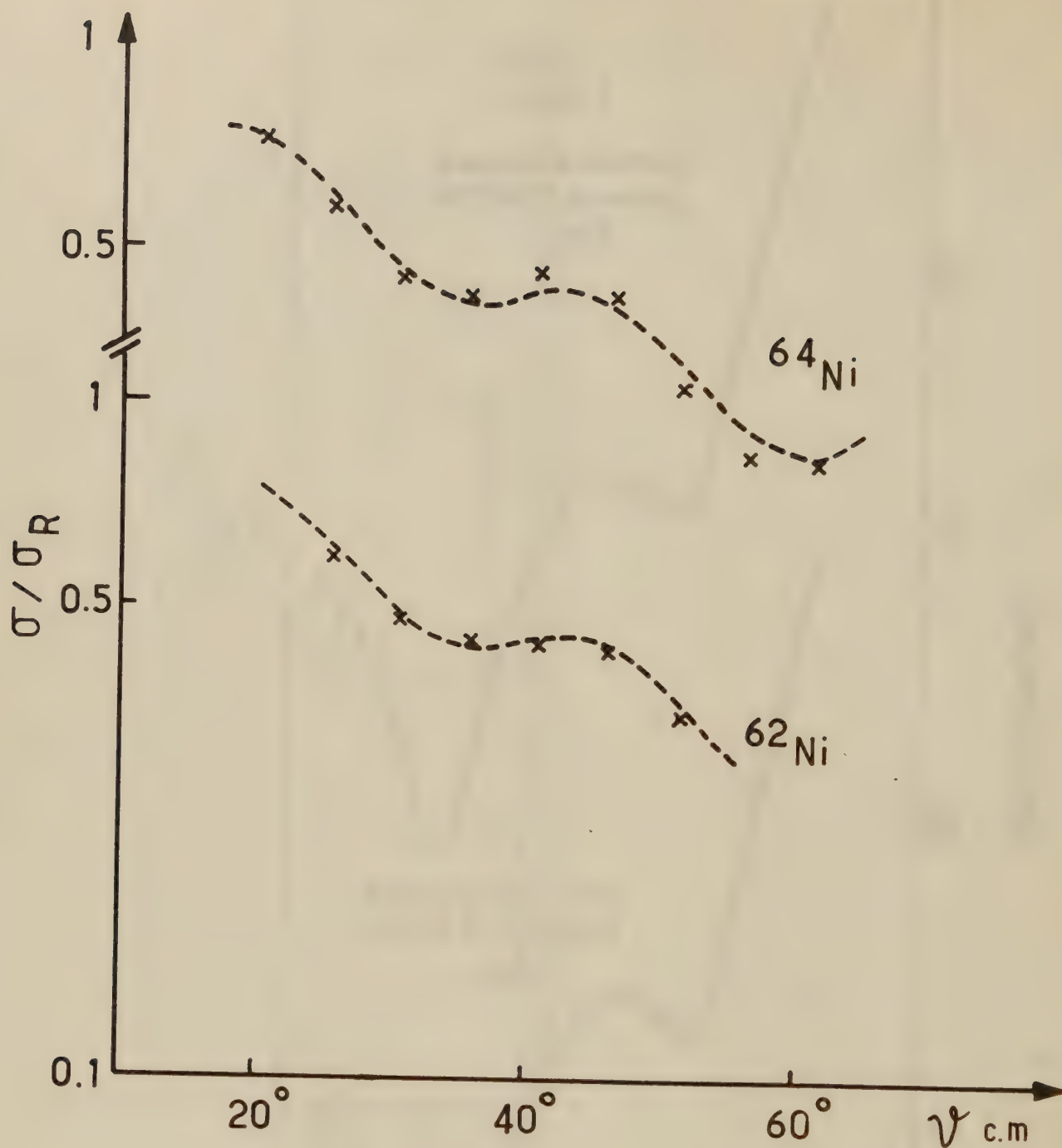


FIG. 6

$^{64}\text{Ni}(d,p)^{65}\text{Ni}$
ANGLE 40° lab

$6 \cdot 10^2$ COUPS

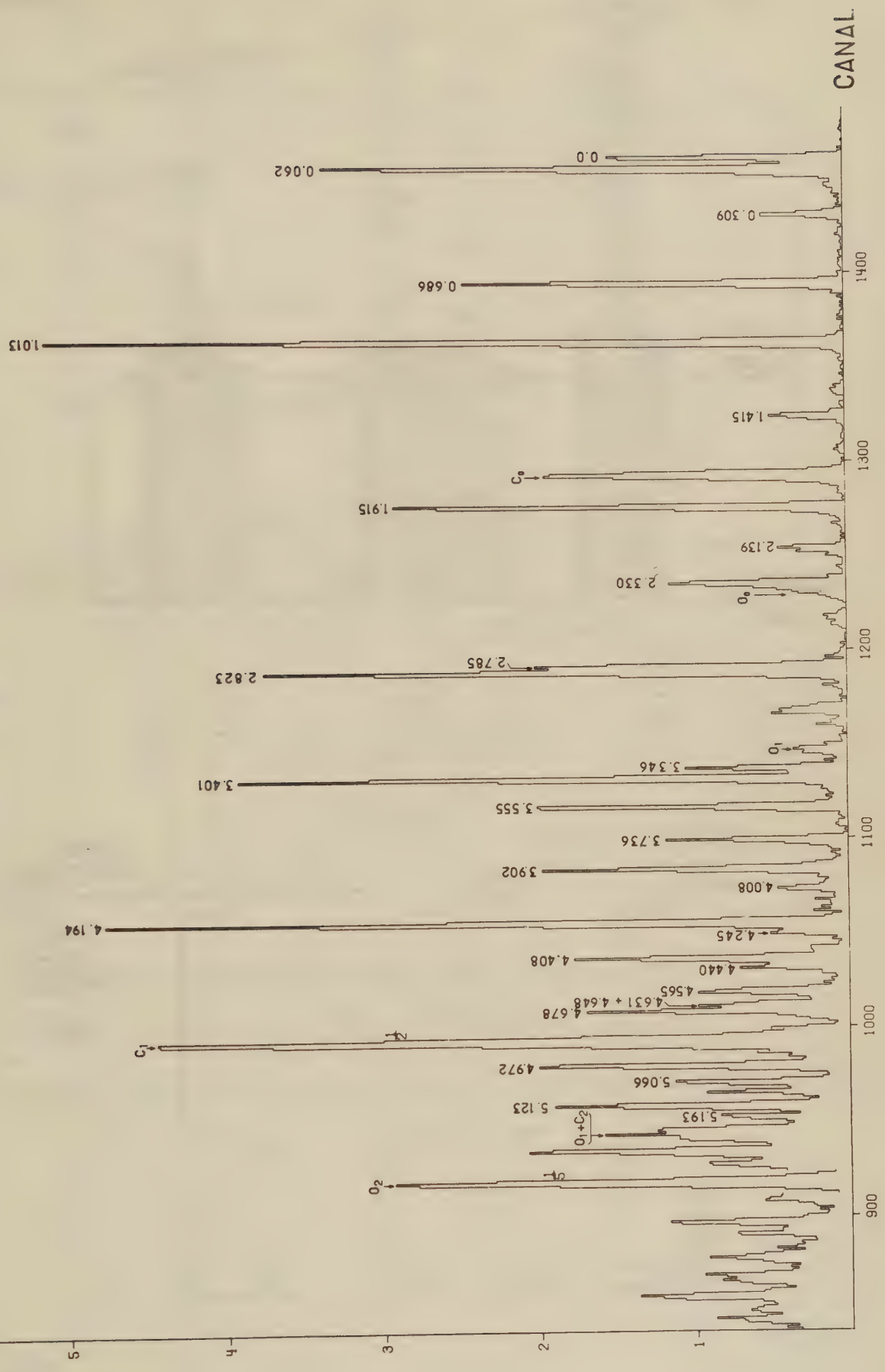


FIG. 7

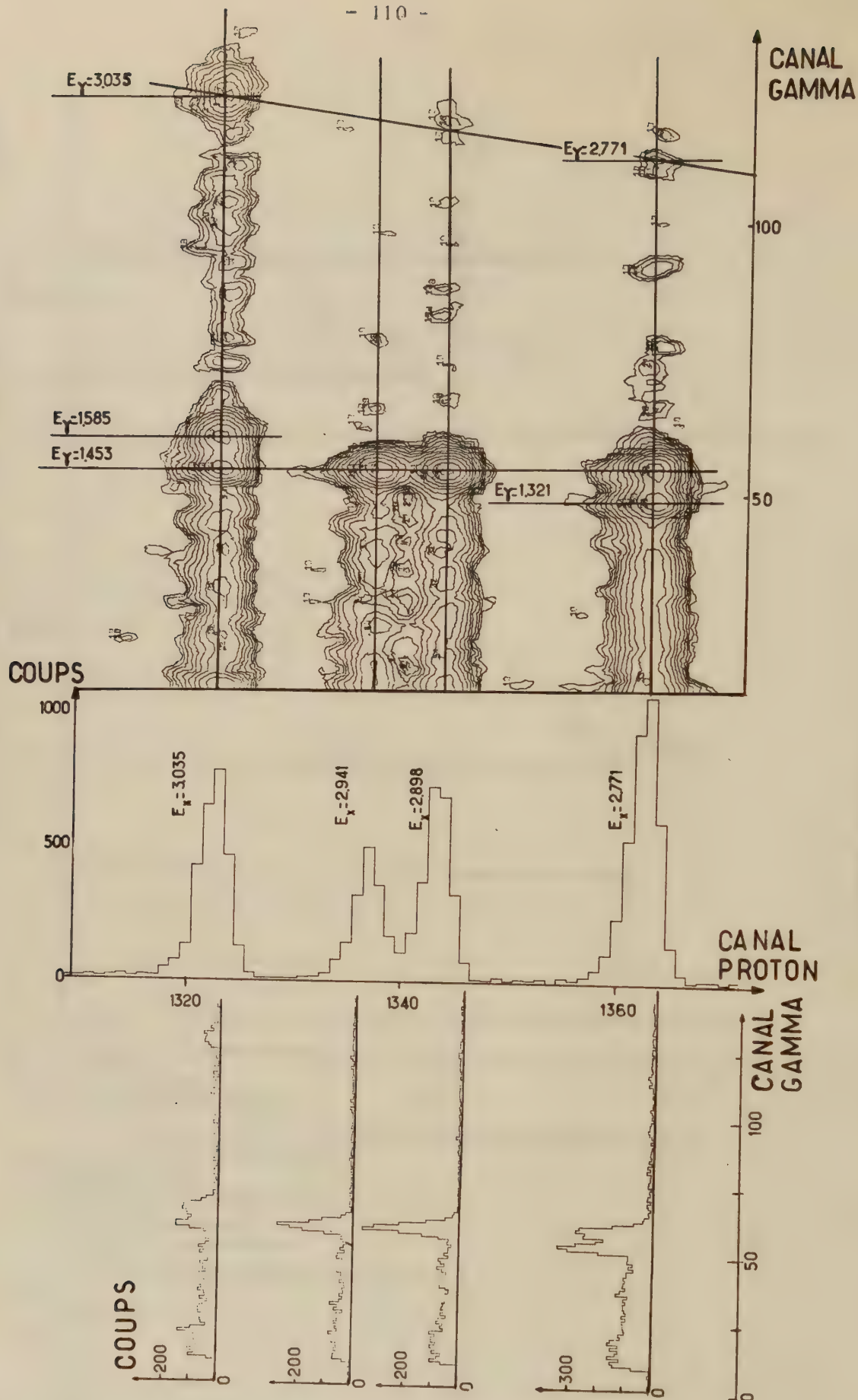


FIG. 8

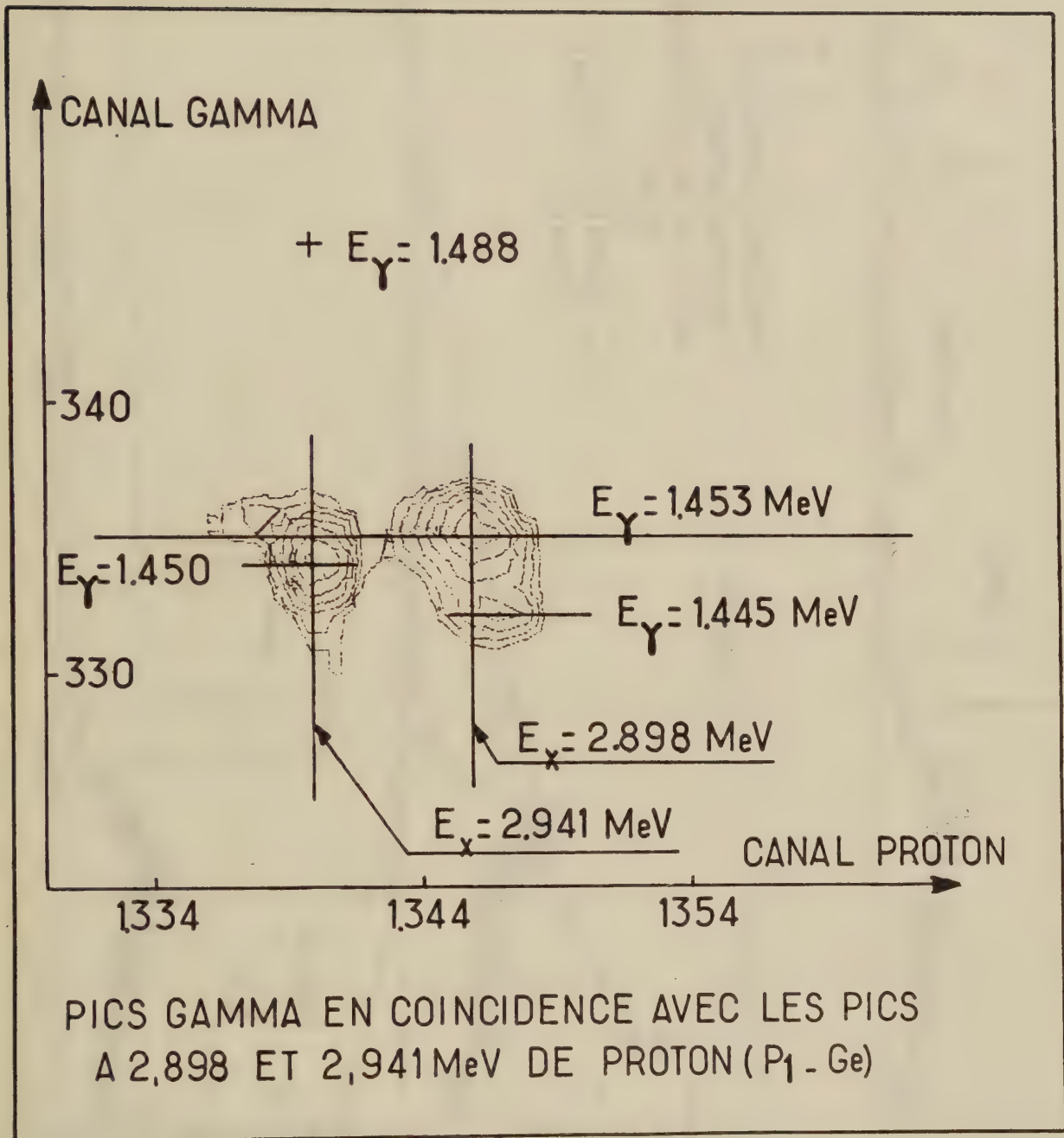


FIG. 9

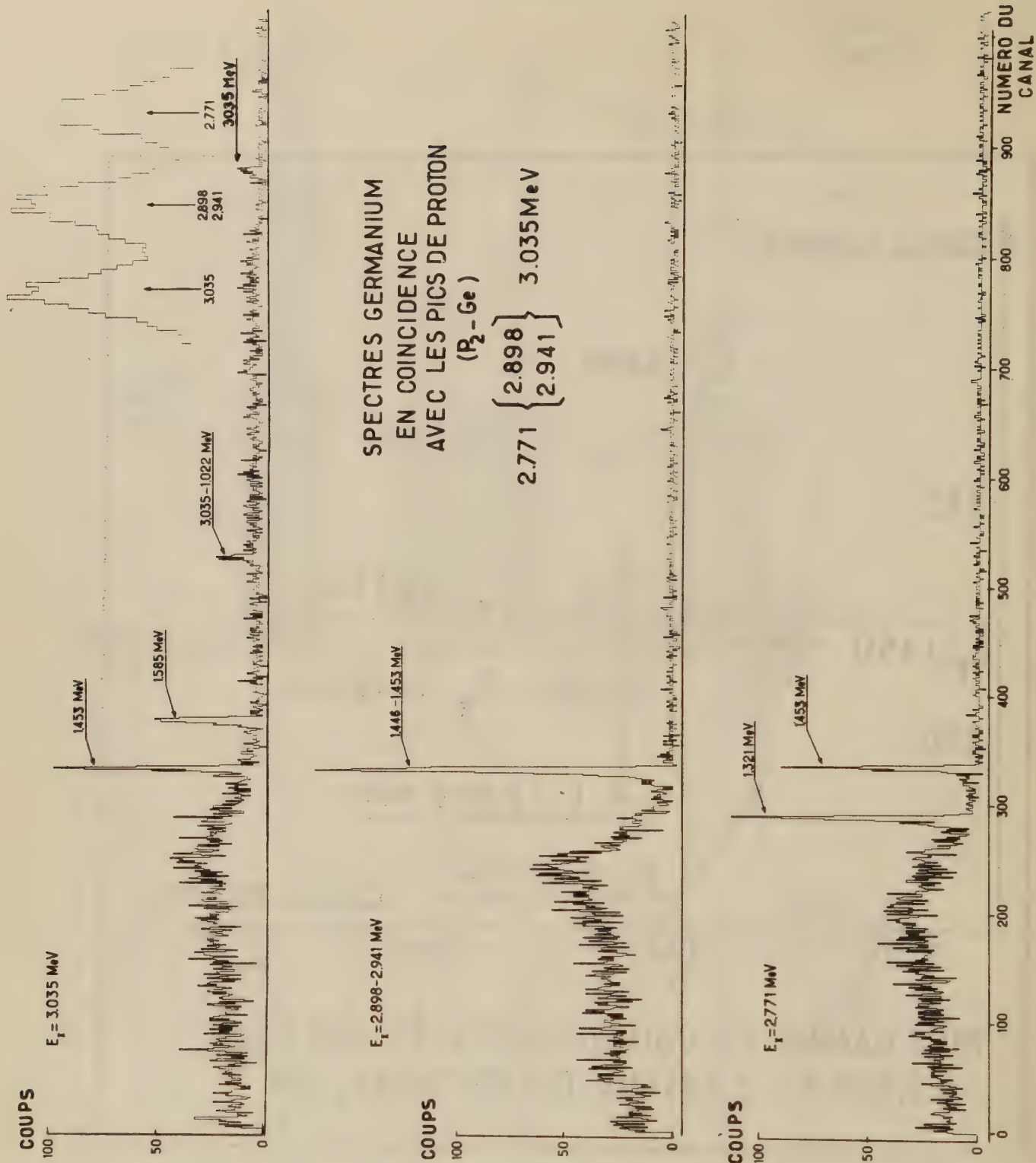


FIG.10

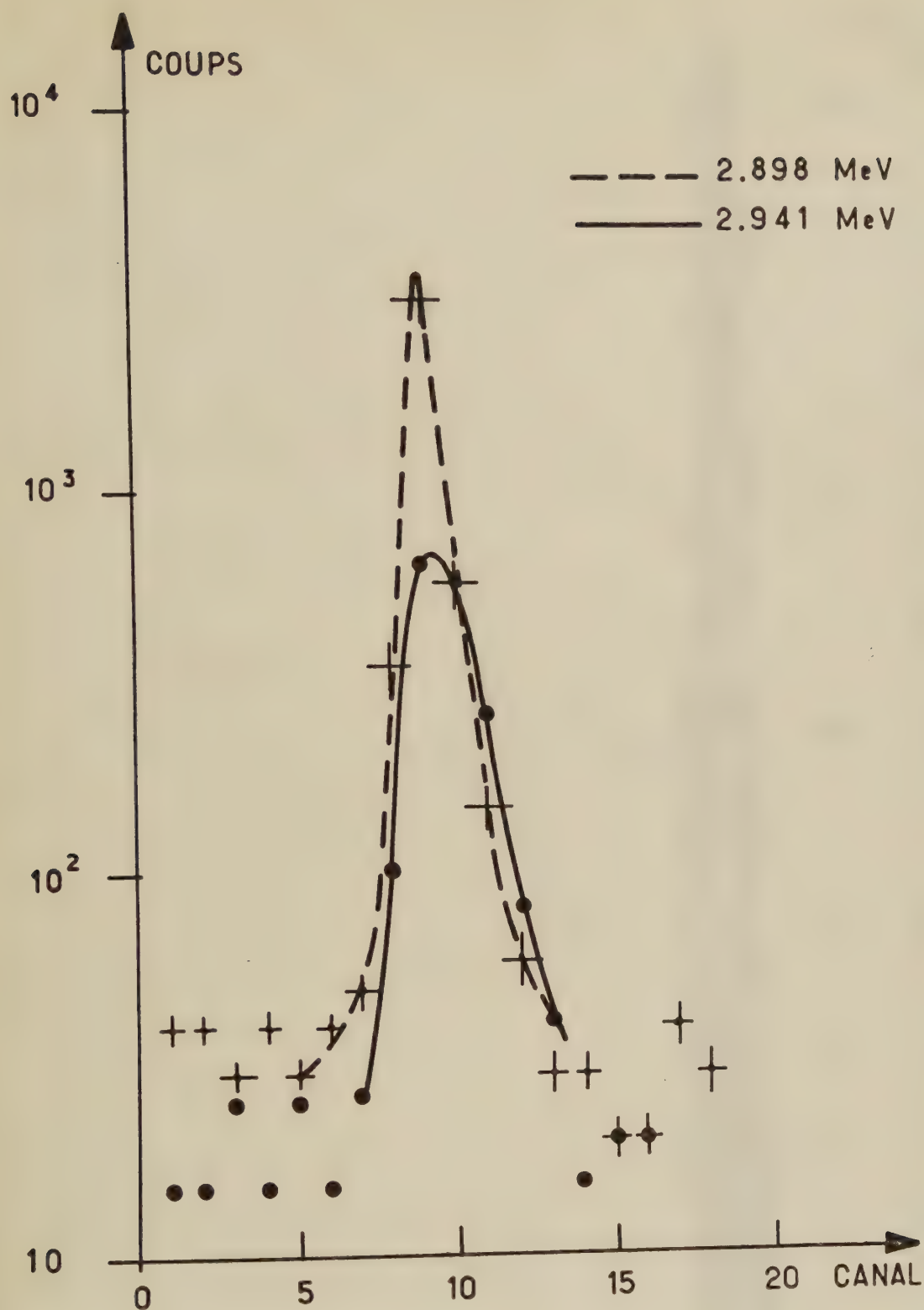


FIG.11

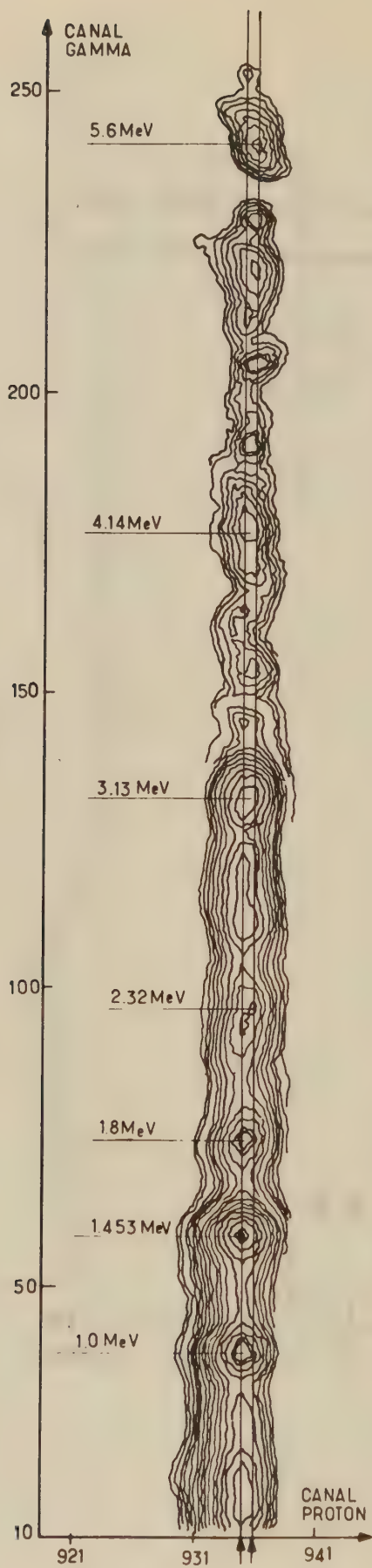


FIG.12

Timber,

